

Library
of the
University of Wisconsin

PRESENTED BY

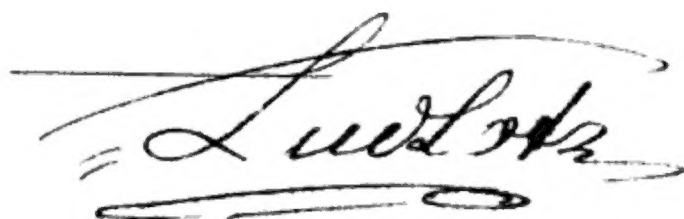
LOUIS LOTZ

General Library System
University of Wisconsin - Madison
728 State Street
Madison, WI 53706-1494
U.S.A.

Pouillet's
Lehrbuch der Physik
und
Meteorologie

für
deutsche Verhältnisse frei bearbeitet

von
Dr. Joh. Müller,
Lehrer der Physik und Mathematik an der Realschule zu Gießen.



Zweiter Band. *pharmacia*

Mit gegen 1000 in den Text eingedruckten Holzschnitten.

Braunschweig,
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn.

1843.

General Library System
University of Wisconsin - Madison
728 State Street
Madison, WI 53706-1494
U.S.A.

328918

MAR - 5 1928

Inhaltsverzeichnis des zweiten Bandes.

LH

.M91

.5

2

Viertes Buch.**Von den Molekularwirkungen.**

290	Allgemeine Betrachtungen	Seite 1
-----	------------------------------------	------------

Erstes Kapitel.**Capillarität.**

291	Hebung und Senkung der Flüssigkeiten in engen Röhren	1
292	Die Höhen der gehobenen oder niedergedrückten Flüssigkeitssäulen verhalten sich umgekehrt wie die Durchmesser der Röhren	2
293	Verschiedene Höhen, bis zu welchen die Flüssigkeit in derselben Röhre steigen kann	4
294	Capillarerscheinungen zwischen concentrischen Röhren, parallelen und geneigten Platten, in conischen und prismatischen Röhren	6
295	Anziehung und Abstoßung, durch Capillarität hervorgebracht	8
296	Adhäsion der Flüssigkeiten an der Oberfläche fester Körper	9
297	Verschiedene Wirkungen der Capillarität	11
298	Theoretische Andeutungen	12
299	Endosmose	17

Zweites Kapitel.**Structur der Körper.**

300	Allgemeine Betrachtungen	19
301	Beweglichkeit der Theilchen flüssiger Körper	19
302	Veränderungen der Structur, welche die festen Körper erleiden kön- nen, ohne aufzuhören fest zu seyn	20
303	Eigenschaften, welche die Körper beim Festwerden annehmen	22
304	Von den Eigenschaften, welche die Körper annehmen, indem sie sich aus Flüssigkeiten ausscheiden	24

Drittes Kapitel.**Von der Elasticität.**

305	Verschiedene Arten der Elasticität	25
306	Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeiten	26
307	Spannungselasticität	28
308	Torsionselasticität	31

Fünftes Buch.

Akustik oder die Lehre vom Schall.Erstes Kapitel.Von der Erzeugung des Schalls und seiner Fortpflanzung durch die atmosphärische Luft.

309	Der Schall ist eine eigenthümliche, in der wägbaren Materie hervor-	
	gebrachte Bewegung	35
310	Die Bewegung, welche den Schall erzeugt, ist eine Vibrationsbewegung	36
311	Jede Vibration eines tönenden Körpers erregt in der Luft eine Un-	
	dulation von bestimmter Länge	37
312	Höhe und Tiefe der Töne	40
313	Intensität der Töne	40
314	Klang der Töne	41
315	Geschwindigkeit des Schalls	41

Zweites Kapitel.Numerische Bestimmung der Töne.

316	Allgemeine Gesetze der Schwingungen der Saiten und der Töne,	
	welche sie hervorbringen	42
317	Gesetze der Vibrationen cylindrischer Röhren	47
318	Von den Stößen	50
319	Gesetze der Vibrationen von Streifen und Stäben	51
320	Schwingungen der Sirene	51
321	Bestimmung der absoluten Schwingungszahl, welche einem gegebenen	
	Ton entspricht	53
322	Absolute Länge der Schallwellen	55
323	Gränzen der Hörbarkeit	56

Drittes Kapitel.Vibrationen fester Körper.

324	Vibrationen solcher Körper, bei welchen zwei Dimensionen im Ver-	
	gleich zur dritten sehr klein sind	56
325	Vibrationen solcher Körper, bei welchen eine Dimension klein ist gegen	
	die beiden anderen, Platten, Membranen, Glocken u. s. w.	59
326	Wirkung der Luft auf die Knotenlinien	64
327	Vibrationen solcher Körper, welche nicht nach allen Richtungen dieselbe	
	Elasticität haben	65
328	Vibrationen solcher Körper, welche nach allen Dimensionen gleichförmig	
	ausgedehnt sind	67
329	Schwingungen der Körper in verschiedenen Mitteln	67

Viertes Kapitel.Vibrationsbewegung flüssiger Massen.

330	Verschiedene Mittel, Flüssigkeiten schwingen zu machen	68
331	Verschiedene Mittel, Schallschwingungen in Gasen zu erzeugen . . .	68
332	Von den Modificationen, welche der Ton der Röhren durch die Richtung des Windes, sowie durch die Größe und Stellung des Mundlochs erleidet	70
333	Vom Einfluß der Dimensionen auf die Schwingungen in Röhren .	71
334	Die Wände, welche eine Luftmasse einschließen, haben einen Einfluß auf ihre Schwingungen	71
335	Von der Reflexion des Schalls und dem Echo	72
336	Von den Knotenflächen, welche man in vibrirenden Luftmassen beobachtet	74

Fünftes Kapitel.Vibrationen einiger musikalischen Instrumente.

337	Mittheilung der Schallschwingungen zwischen festen und flüssigen Körpern	75
338	Mittheilung der Schallschwingungen in zusammenhängenden festen Körpern	76
339	Von den Zungenpfeifen	77
340	Von den Saiteninstrumenten	79

Sechstes Kapitel.Die Geschwindigkeit des Schalls in verschiedenen Mitteln.

341	Geschwindigkeit des Schalls in gasförmigen Körpern	80
342	Geschwindigkeit des Schalls in Flüssigkeiten	82
343	Geschwindigkeit des Schalls in festen Körpern	83

Siebentes Kapitel.Von der Stimme und dem Gehör.

344	Von der menschlichen Stimme	86
345	Stimmorgan der Thiere	90
346	Das Gehörorgan	91

Sechstes Buch.Von dem Lichte.Allgemeine Bemerkungen über die Fortpflanzung des Lichtes.

347	Einleitung	94
348	In einem homogenen Mittel verbreitet sich das Licht stets in gerader Linie	94

349	In einem heterogenen Mittel pflanzt sich das Licht in krummen Linien fort	95
350	Die Intensität des Lichts nimmt im umgekehrten Verhältniß des Quadrats der Entfernung ab	96
351	Durchsichtige und undurchsichtige Körper	96
352	Schatten und Halbschatten	97
353	Geschwindigkeit des Lichts	99

Erstes Kapitel.

Von der Katoptrik oder der Reflexion des Lichts.

354	Reflexion des Lichts auf ebenen Flächen	102
355	Winkelspiegel	105
356	Bollastons Goniometer	107
357	Der Spiegelsextant	109
358	Das Helioskop	112
359	Reflexion auf gekrümmten Spiegeln	113
360	Reflexion auf sphärischen Spiegeln	113
361	Von den sphärischen Hohlspiegeln	113
362	Von den durch Hohlspiegel erzeugten Bildern	117
363	Converspiegel	120
364	Von den Brennpunkten	121

Zweites Kapitel.

Dioptrik oder Brechung des Lichts.

365	Allgemeine Gesetze der Brechung des Lichts	121
366	Brechung des Lichts durch Prismen	127
367	Richtung der Strahlen im Prisma und Bedingungen ihres Austritts	129
368	Von dem Minimum der durch ein Prisma hervorgebrachten Ablenkung	130
369	Bestimmung des Brechungsindex fester und flüssiger Körper	132
370	Vom Brechungsvermögen und der brechenden Kraft	135
371	Bestimmung des Brechungsindex der Gase	136
372	Allgemeine Eigenschaften der Linsen	141
373	Secundäre Aren	149
374	Von den durch Linsen erzeugten Bildern	151
375	Sphärische Aberration	154
376	Fresnel'sche Linsen	155

Drittes Kapitel.

Zerlegung des weißen Lichts.

377	Das weiße Licht ist aus verschiedenen gefärbten Strahlen zusammengesetzt	156
378	Die verschiedenfarbigen Lichtstrahlen sind ungleich brechbar	158
379	Jede Farbe des Spectrums ist einfach	159
380	Aus den einfachen Farben des Spectrums läßt sich das weiße Licht wieder zusammensetzen	159

381	Alles zusammengesetzte Licht erleidet durch Brechung eine Zerlegung und eine Wiedervereinigung	161
382	Von den complementären Farben und den natürlichen Farben der Körper	161

Viertes Kapitel.

Von den Streifen im Spectrum, der Dispersion und dem Achromatismus.

383	Die Fraunhofer'schen Linien	164
384	Brechungscoefficienten der verschiedenen Strahlen des Spectrum	165
385	Von der Dispersion, dem Verhältniß der Dispersion in verschiedenen Mitteln und den zerstreuen Kräften	166
386	Vom Achromatismus	169

Fünftes Kapitel.

Vom Auge und den optischen Instrumenten.

387	Vom Sehen im Allgemeinen	174
388	Zusammengesetzte Augen	175
389	Einfache Augen mit Sammellinsen	176
390	Deutliches Sehen in verschiedenen Entfernungen	178
391	Weite des deutlichen Sehens, Kurzsichtigkeit und Fernsichtigkeit	180
392	Achromatismus des Auges	183
393	Beziehungen zwischen den Empfindungen des Auges und der Außenwelt	184
394	Sehen mit zwei Augen	186
395	Grenzen der Sichtbarkeit	188
396	Irradiation	188
397	Dauer des Lichteindrucks	191
398	Farbige Nachbilder	194
399	Contrastfarben	197
400	Wollaston's camera lucida oder clara	199
401	Die camera obscura	200
402	Die Lupe oder das einfache Mikroskop	201
403	Das Sonnenmikroskop	203
404	Das zusammengesetzte Mikroskop	205
405	Fernröhre	210

Sechstes Kapitel.

Interferenz und Beugung des Lichts.

406	Hypothesen über das Wesen des Lichts	216
407	Fresnel's Spiegelversuch	219
408	Elemente der Vibrationstheorie	223
409	Erklärung der Spiegelung und der Brechung des Lichts durch die Vibrationstheorie	230
410	Beugungserscheinungen	232
411	Erklärung der Beugungserscheinungen, welche man durch eine Diffraction beobachtet	235

412	Beugungserscheinungen, welche man durch mehrere neben einander liegende Oeffnungen beobachtet	243
413	Farben dünner Blättchen	248
414	Erklärung der Farben dünner Blättchen durch die Vibrationstheorie	256
415	Farben dünner Blättchen im durchgelassenen Lichte	260
416	Farben dicker Platten	261

Siebentes Kapitel.

Polarisation des Lichts.

417	Einleitung	263
418	Polarisation durch Reflexion	264
419	Der Polarisationswinkel	268
420	Die Polarisationsebene	269
421	Polarisation durch gewöhnliche Brechung	270
422	Polarisation durch Turmalinplatten	271
423	Polarisation durch unregelmäßige Reflexion	273
424	Erklärung der Polarisation durch die Vibrationstheorie	273

Achtes Kapitel.

Von der doppelten Brechung.

425	Doppelte Brechung des Kalkspaths	276
426	Krystallform des Kalkspaths	278
427	Erscheinungen, welche man durch Kalkspathprismen beobachtet	280
428	Einaxige Krystalle	286
429	Zusammenhang der Krystallform mit der doppelten Brechung	287
430	Polarisation durch doppelte Brechung	289
431	Erklärung der doppelten Brechung durch die Vibrationstheorie	290
432	Doppeltbrechende Prismen als polarisirende Apparate	294
433	Nochon's Mikrometer	295
434	Zweiaxige Krystalle	299
435	Gesetze der doppelten Brechung in zweiartigen Krystallen	301
436	Conische Refraction	306
437	Doppelte Brechung des zusammengedrückten Glases	309
438	Interferenz polarisirter Lichtstrahlen	310

Neuntes Kapitel.

Farben doppelbrechender Krystallplatten im polarisirten Lichte.

439	Farben dünner Gypsblättchen	310
440	Erscheinungen gekreuzter Gypsblättchen zwischen gekreuzten Spiegeln	318
441	Farben der Gypsblättchen zwischen parallelen Spiegeln; Complementärfarben.	319

442	Farbige Ringe in einaxigen Krystallen	321
443	Verschiedene Methoden, die Ringsysteme in Krystallen zu beobachten	328
444	Farbenringe in zweiaxigen Krystallen	331
445	Ungleiche Lage der optischen Axen für verschiedenfarbige Strahlen	337
446	Hyperbolische Kurven in Krystallplatten, die parallel mit der Axe geschliffen sind	341
447	Circularpolarisation	343
448	Doppelte Brechung der Bergkrystalls in der Richtung seiner Axe	355
449	Farbenringe senkrecht zur Axe geschnittener Quarzplatten	356
450	Circularpolarisation in Flüssigkeiten und Gasen	357
451	Absorption des Lichts in farbigen doppeltbrechenden Krystallen	358
452	Erscheinungen in geglähten oder gepreßten Gläsern	359

Zehntes Kapitel.

Chemische Wirkungen des Lichts.

453	Einfluß des Lichts auf chemische Verbindungen und Zersetzungen	360
454	Ungleichheit der chemischen Wirkungen verschiedenfarbiger Strahlen	361
455	Photographie	362
456	Das unsichtbare und das latente Licht	364

Siebentes Buch.

Von der Wärme.

Zweiter Theil.

Erstes Kapitel.

Fortpflanzung der Wärme.

457	Existenz der strahlenden Wärme	369
458	Wärmestrahlungsvermögen der Körper	375
459	Absorption der Wärmestrahlen	376
460	Reflexion und Diffusion der Wärmestrahlen	377
461	Fähigkeit der Körper, Wärmestrahlen durchzulassen	378
462	Einfluß der Dicke diathermaner Platten auf die Durchlassung der Wärmestrahlen	382
463	Brechung der Wärmestrahlen	385
464	Ungleichheit des Absorptions- und Diffusionsvermögens für die Strah- len verschiedener Wärmequellen	386
465	Polarisation der Wärmestrahlen	390
466	Gesetze des Erkaltens	391
467	Verbreitung der Wärme durch Leitung	394
468	Wärmeleitungsfähigkeit der Flüssigkeiten und Gase	398

Zweites Kapitel.Calorimetrie.

469	Mittel, die Wärmequantitäten zu vergleichen	400
470	Calorimeter von Lavoisier und Laplace	401
471	Mischungsmethode	402
472	Methode des Erkaltens	405
473	Resultate der Versuche über die specifische Wärme	407
474	Specifische Wärme der Gase	410
475	Wärmecapacität der Gase bei constantem Volumen	415
476	Binden der Wärme beim Uebergang aus dem festen in den flüssigen Zustand	417
477	Latente Wärme der Dämpfe	419
478	Wärmeerzeugung durch chemische Verbindungen	426
479	Thierische Wärme	428
480	Wärmeentwicklung durch mechanische Mittel	432

Achtes Buch.Meteorologie.Erstes Kapitel.Vertheilung der Wärme auf der Erdoberfläche.

481	Abhängigkeit des Klimas von der geographischen Breite	433
482	Beobachtung des Thermometers	438
483	Tägliche Veränderungen der Temperatur	442
484	Mittlere Temperatur der Monate und des Jahres	445
485	Isothermische Linien	457
486	Isotheren und Isochimenen	462
487	Ursachen der Inflexion der Isothermen	463
488	Temperatur des Bodens	469
489	Quellentemperatur	472
490	Temperatur der Seen und Flüsse	472
491	Temperatur der Meere	474
492	Abnahme der Temperatur in den höheren Luftregionen	477
493	Absorption der Wärmestrahlen durch die Atmosphäre	490
494	Eigene Wärme der Erde und Temperatur des Weltraums	496

Zweites Kapitel.Vom atmosphärischen Druck.

495	Correctionen der Barometerbeobachtungen	498
496	Tägliche Variationen des Barometers	502

497	Jährliche Periode der Barometerschwankungen	508
498	Einfluß der Höhe über dem Meerespiegel auf die periodischen Schwankungen des Barometers	511
499	Mittlere monatliche Schwankungen	513
500	Mittlere Barometerhöhe im Niveau des Meeres	515
501	Ursachen der Barometerschwankungen	515

Drittes Kapitel.

Von den Winden.

502	Entstehung der Winde	520
503	Passatwinde und Moussons	522
504	Winde in höheren Breiten	524
505	Gesetz der Winddrehung	527
506	Barometrische und thermometrische Windrose	530
507	Stürme	532

Viertes Kapitel.

Von der atmosphärischen Feuchtigkeit.

508	Verbreitung des Wasserdampfes in der Luft	535
509	Daniel's Hygrometer	536
510	August's Psychrometer	539
511	Tägliche Variationen im Wassergehalt der Luft	542
512	Jährliche Variationen des Wassergehaltes der Luft	546
513	Feuchtigkeit der Luft in verschiedenen Gegenden	546
514	Der Thau	547
515	Nebel und Wollen	548
516	Regenmenge	552
517	Regen zwischen den Wendekreisen	557
518	Schnee und Hagel	559

Fünftes Kapitel.

Optische Erscheinungen der Atmosphäre.

519	Farbe des Himmels	563
520	Luftspiegelung	565
521	Der Regenbogen	570
522	Höfe und Nebensöhnen	578

Sechstes Kapitel.

Von der atmosphärischen Electricität.

523	Erste Entdeckung der atmosphärischen Electricität	580
524	Electricität während der Gewitter	581

525	Wirkungen des Blitzes auf die Erde	583
526	Die Blitzableiter	587
527	Geographische Verbreitung der Gewitter	591

Siebentes Kapitel.

Vom Erdmagnetismus.

528	Isogonische, isoclinische und isodynamische Linien	592
529	Theorie des Erdmagnetismus	600
530	Das Nordlicht	604

Viertes Buch.

Von den Molekularwirkungen.

Jeder Körper, ein organischer sowohl, wie ein unorganischer, kann als ein 290 im Gleichgewicht befindliches System betrachtet werden; seine Moleküle, so nahe sie einander auch seyn mögen, sind durch kleinere oder größere Zwischenräume getrennt. Dieser Zwischenräume ungeachtet wirken die einzelnen Theilchen auf einander, um ihre gegenseitige Lage zu erhalten, um sich anzuziehen oder abzustossen u. s. w. Diese gegenseitigen Einwirkungen der Moleküle sind es, welche man mit dem Namen der Molekularwirkungen bezeichnet. Es würde wohl schwer halten, eine scharfe Unterscheidung zwischen diesen und den chemischen Kräften aufzufinden, welche ebenfalls in den kleinsten Entfernungen auf alle Moleküle der Materie wirken; man könnte etwa sagen, daß die chemischen Kräfte es sind, welche den Körper bilden, während die Molekularkräfte streben, ihn in einem bestimmten Gleichgewichts- oder Aggregatzustand zu erhalten. Von diesem Gesichtspunkt aus betrachtet, bieten die Molekularwirkungen noch ein so weites Feld dar, daß es nöthig ist einige Abtheilungen zu machen. Wir werden deshalb in besondern Kapiteln die Capillarität, die Structur der Körper und die Elasticität betrachten.

Erstes Kapitel.

Capillarität.

Wenn man das eine Ende eines Glasröhrchens in eine Flüssigkeit ein- 291
Fig. 548. Fig. 549. taucht, so steht das Niveau der Flüssigkeit im



II.



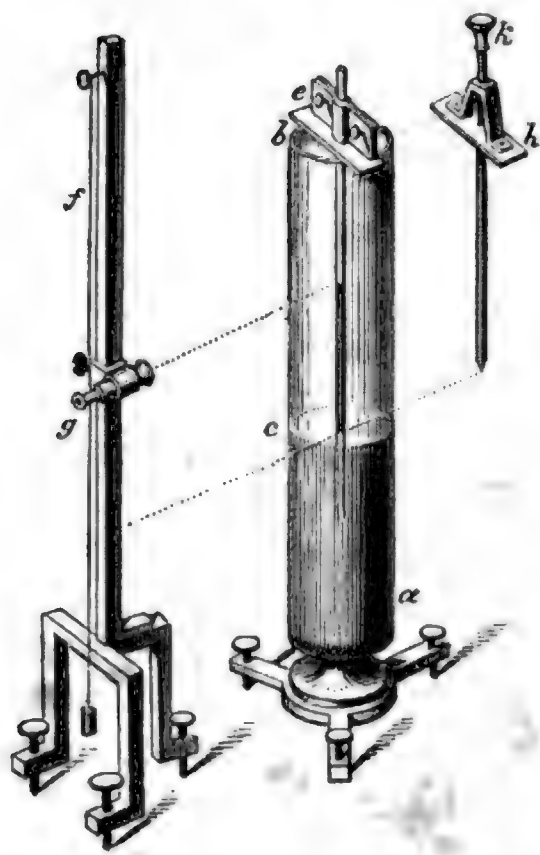
Röhrchen nie in gleicher Höhe mit dem Spiegel der Flüssigkeit außerhalb. In Wasser z. B. eingetaucht, erhebt sich die Flüssigkeitssäule im Röhrchen (Fig. 548); wenn man hingegen das Glasröhrchen im Quecksilber eintaucht, so steht der Gipfel der Quecksilbersäule im Röhrchen tiefer (Fig. 549).

Diese Erscheinungen der Hebung und Senkung werden mit dem Namen der Capillarercheinungen bezeichnet, die Kraft aber, welche sie hervorbringt, heißt Capillarattraction, oder auch bloß Capillarität. Diese Kraft wirkt nicht bloß, um die Flüssigkeit in Röhren zu heben oder zu senken, sie wirkt überall, wo Flüssigkeiten mit festen Körpern, Flüssigkeiten unter sich, oder feste Körper unter sich in Berührung sind, oder allgemein, wo die kleinsten Theilchen der ponderabeln Materie einander berühren.

292 Die Höhen der gehobenen oder niedergedrückten Flüssigkeitssäulen verhalten sich umgekehrt wie die Durchmesser der Röhren. Es ist leicht, sich durch den Versuch davon zu überzeugen, daß die Höhendifferenz der Spiegel der Flüssigkeit in und außer der Röhre um so größer ist, je enger die Röhren sind. Taucht man zwei Röhren, von denen das eine einen doppelt so großen Durchmesser hat, als das andere, in Wasser, so wird das Wasser im engeren doppelt so hoch steigen; taucht man sie in Quecksilber, so wird im engeren die Flüssigkeit doppelt so viel niedergedrückt. Um jedoch diesen Fundamentalsatz genügend zu begründen, ist eine genaue Messung nöthig. Gay-Lussac hat zu diesem Zweck folgenden Apparat angewandt.

In Fig. 550 stellt *a* eine weitere Glasröhre dar, die auf einen Fuß mit

Fig. 550.



drei Stellschrauben befestigt ist. Die Flüssigkeit, welche dieses Rohr enthält, reicht bis *c*; das Haarröhrchen ist in einem Plättchen *e* befestigt, welches auf dem Rand des Glasgefäßes aufliegt. Mittels einer kleinen vertikalen Klemme kann man das Röhrchen nach Belieben in die Höhe ziehen oder niederdrücken. Einige Zoll von dem Glasgefäß entfernt ist ein vertikaler getheilter Stab *f* aufgestellt, an welchem sich ein Fernrohr *g* mit einiger Reibung auf- und niederschieben läßt. Zum feineren Einstellen ist es mit einer Mikrometerschraube versehen. Um die Höhe der flüssigen Säule zu messen, stellt man das Fernrohr so ein, daß der horizontale Faden des Fadenkreuzes ge-

rade den Gipfel der Flüssigkeit im Röhrchen berührt. Alsdann rückt man die Platte *e* an den Rand des Gefäßes und setzt an ihre Stelle die Platte *h*; durch die Platte *h* geht nun ein oben mit einem Schraubengewinde versehenes Stab-

chen k , welches man so einstellt, daß seine untere Spitze eben die Flüssigkeit im Gefäß berührt. Ist dies geschehen, so wird mit Hilfe einer Pipette etwas Flüssigkeit aus dem Gefäß herausgezogen, und nachdem man den ersten Stand des Fernrohrs notirt hat, wird dasselbe so weit heruntergerückt, bis der horizontale Faden durch die unterste Spitze des Stäbchens k geht. Die Höhendifferenz der beiden Stellungen des Fernrohrs, welche am Stab f abgelesen wird, giebt die gesuchte Höhe der flüssigen Säule.

Die folgende Tabelle giebt das Mittel aus den Resultaten, welche Gay-Lussac auf diese Weise gefunden hat.

Namen der Substanz	Dichtigkeit	Temperatur	Erhebung in einer Röhre, deren Durchmesser war:		
			1,2944 ^{mm}	1,9038 ^{mm}	10,508 ^{mm}
Wasser	1	8,5° C.	23,1634	15,5861	„
Alkohol	0,8196	8°	9,1823	6,4012	„
id.	0,8595	10°	9,301	„	„
id.	0,9415	8°	9,997	„	„
id.	0,8135	16°	7,078	„	0,3835
Terpentinöl	0,8695	8°	9,8516	„	„

Die Dichtigkeiten sind für die in der dritten Columnne angegebenen Temperaturen genommen.

Die Durchmesser der beiden ersten Röhren verhalten sich umgekehrt wie 1,474 zu 1, die entsprechenden beobachteten Höhen aber verhalten sich für Wasser wie 1,486 zu 1, für Weingeist wie 1,434 zu 1. Man kann demnach wohl als durch den Versuch bestätigt annehmen, daß die gehobenen Säulen sich umgekehrt verhalten wie die Durchmesser der Röhren. Berechnet man nach diesen Angaben die Höhe der Säulen von Wasser, Alkohol und Terpentinöl, welche in einer Röhre von 1^{mm} gehoben werden können, so erhält man folgende Zahlen.

Namen der Substanz	Dichtigkeit	Tempera- tur	Erhebung in einer Röhre von 1 ^{mm} Durch- messer
Wasser	1	8,5° C	29,79 ^{mm}
Alkohol	0,8196	8	12,18
id.	0,8135	16	9,15
id.	0,8595	10	12,01
id.	0,9415	8	12,91
Terpentinöl	0,8695	8	12,72

Die Temperaturen und Dichtigkeiten sind mit Sorgfalt angegeben, weil, wie es scheint, die Differenz der Niveau's für eine und dieselbe Flüssigkeit sich gerade wie die Dichtigkeit verhält.

Die Resultate, welche man nach diesem Verfahren erhält, sind ganz und gar unabhängig von der Dicke der Röhre und der Substanz, aus welcher sie bestehen, vorausgesetzt, daß sie von der Flüssigkeit benetzt wird.

Ehe man die Röhrchen zum Versuch anwendet, müssen die inneren Wände vollständig mit der Flüssigkeit benetzt und von allen Unreinigkeiten befreit werden. Es ist auch wesentlich, daß man die flüssige Säule mehrmals oscilliren läßt, damit man die wahre Höhe beobachtet.

Der Durchmesser der Röhren wird dadurch bestimmt, daß man das Quecksilber wiegt, welches ein Röhrenstück von gemessener Länge enthält.

Es ist nun noch zu erwähnen, daß wenn eine Flüssigkeit in einem engen Rohre aufsteigt, der Gipfel der flüssigen Säule immer hohl ist, wie Fig.

Fig. 551.



Fig. 552.



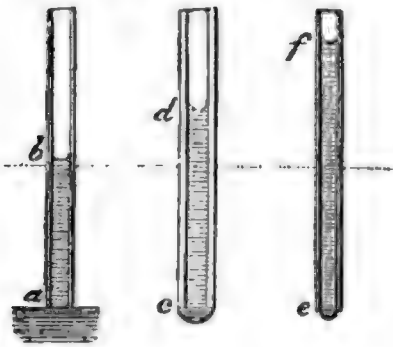
551, und eine Halbkugel von dem Durchmesser der Röhre bildet. Wenn hingegen eine Depression stattfindet, so nimmt der Gipfel der Flüssigkeit eine gewölbte Gestalt, Fig. 552, an. Diese Gestalten sind wesentlich mit der Hebung oder Senkung verbunden, denn wenn man etwa die inneren

Wände einer Röhre mit einer fettigen Substanz überzieht und sie dann ins Wasser taucht, so erhält man einen concaven Meniskus, gerade so als ob man eine gewöhnliche Glasröhre in Quecksilber taucht. Es geht daraus hervor, daß die Differenzen des Niveau's von der Form des Meniskus abhängen, und daß also alle zufälligen Ursachen, welche verhindern, daß der Meniskus seine regelmäßigen Formen annimmt, auch die Höhe der Säulen modificiren. Wenn z. B. eine Röhre im Innern nicht vollkommen rein und glatt ist, so bilden sich zahnartige Einschnitte am Rand des Meniskus, und man erhält alsdann, wenn man den Versuch mehrmals wiederholt, sehr verschiedene Resultate.

293 Verschiedene Höhen, bis zu welchen dieselbe Flüssigkeit in derselben Röhre steigen kann. Wenn eine Röhre zum Versuch gedient hat, und man sie mit Vorsicht aus der Flüssigkeit herausnimmt, so beobachtet man, daß die flüssige Säule, welche im Innern der Röhre hängen bleibt, immer größer ist als sie vorher war, da die Röhre noch in die Flüssigkeit eingetaucht war. Es sey z. B. *ab*, Fig. 553, die Säule, welche in der Röhre aufsteigt, während sie in die Flüssigkeit eingetaucht ist, so kann die Säule, welche in der Röhre hängen bleibt, wenn man sie aus der Flüssigkeit herausnimmt, die Höhe *cd* oder gar die Höhe *ef* erreichen. Dieser Unterschied hängt von dem Tropfen ab, welcher sich am untern Ende der

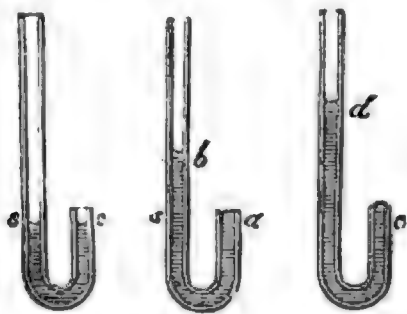
Röhre bildet und welcher ein mehr oder minder convexer Meniskus ist. In der That, wenn die Röhrenwände sehr dick sind, so breitet sich der Tropfen

Fig. 553.



aus und in diesem Falle ist die Erhebung geringer; wenn aber die Wände dünn sind, so ist der convexe Meniskus des Tropfens fast gleich dem concaven Meniskus am obern Ende der Säule, und in diesem Falle ist die Höhe der Säule ef , welche in der Röhre hängen bleibt, fast doppelt so groß als die Höhe $a b$ der Säule, welche man beobachtet, wenn die Röhre noch in die Flüssigkeit eingetaucht ist.

Heberförmig gekrümmte Röhren bieten ähnliche Erscheinungen dar und sind zugleich für die Versuche bequemer. In einer hakenförmigen Röhre, Fig. 554, deren Durchmesser überall gleich weit ist, steht die Flüssigkeit in beiden Schenkeln gleich hoch, so lange die Flüssigkeit noch nicht das Ende des kürzern Schenkels erreicht. Läßt man ganz allmählig in den längern Schenkel Flüssigkeit zufließen, so steigt das Niveau bald bis zum obern Rand des kürzern Schenkels. Von nun an steigt bei fernerm Zufließen im längern Schenkel die Flüssigkeit in demselben, während der Meniskus am obern Ende des kürzern Schenkels immer flacher wird. Wenn man genau beobachtet, so findet man, daß in dem Moment, in welchem der Meniskus ganz verschwunden ist, wo also die Oberfläche der Flüssigkeit im kürzern Schenkel ganz eben ist, wie Fig. 555, die Höhendifferenz von a bis b gleich ist der Höhe der Flüssigkeitssäule, welche in demselben Rohre aufgestiegen wäre, wenn man es in eine Flüssigkeit eingetaucht hätte. Bei fernerm Zufluß in den längern Schenkel steigt die flüssige Säule noch höher, während die Oberfläche der Flüssigkeit im kürzern Schenkel convex wird, wie Fig. 556. Das Steigen dauert fort, bis die Höhendifferenz $c d$, Fig. 556, doppelt so groß ist als die Höhendifferenz $a b$, Fig. 555. In diesem Augenblick ist der Meniskus auf dem kürzern Schenkel eine Halbkugel. Wenn nun noch Flüssigkeit im längern Schenkel zufließt, so reißt die gewölbte Oberfläche, und die Säule fällt mehr oder weniger weit herab, je nachdem der abfließende Tropfen größer oder kleiner ist.



Diese Erscheinungen können in umgekehrter Ordnung hervorgebracht werden, wenn man in den längern Schenkel eine Flüssigkeitssäule bringt, welche so hoch ist, als sie eben noch getragen werden kann, und dann nach und nach am Gipfel des kürzern Schenkels etwas Flüssigkeit wegnimmt.

294 Wenn der enge Raum nicht cylindrisch ist, wie wir bisher angenommen haben, so sind die Erscheinungen etwas verwickelter, jedoch lassen sie sich oft auf ziemlich einfache Gesetze zurückführen.

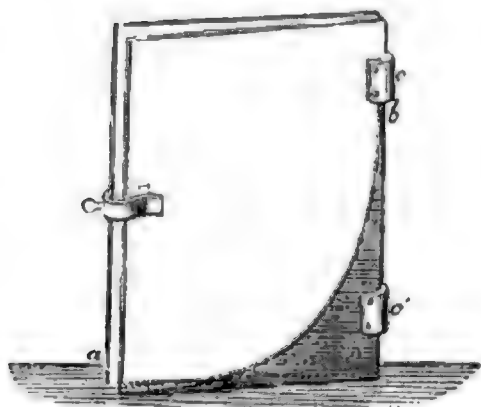
Concentrische Röhren. Denken wir uns eine Röhre, deren innerer Durchmesser 10^{mm} beträgt, in diese eine zweite Röhre geschoben, deren äußerer Durchmesser 9^{mm} beträgt, und zwar so, daß die Axen beider Röhren zusammenfallen, so bleibt zwischen beiden ein ringförmiger Raum von $\frac{1}{2}$ Millimeter Dicke. In diesem Raum nun finden Capillarercheinungen Statt, und zwar hat man durch den Versuch gefunden, daß die Höhendifferenz hier gerade eben so groß ist wie bei einem Röhrchen, dessen Radius $\frac{1}{2}$ Millimeter beträgt. Dieses Resultat läßt sich allgemein so ausdrücken: in einem ringförmigen Raum von beliebiger Dicke ist die Hebung oder Senkung gerade eben so groß wie in einer cylindrischen Röhre, deren Durchmesser doppelt so groß ist als die Dicke dieses ringförmigen Raumes.

Wenn der innere Cylinder selbst eine hohle Röhre ist, so finden in dieser Röhre und in dem ringförmigen Raume die Capillarercheinungen gerade so Statt, als ob jeder derselben für sich allein da wäre. Wäre also der Durchmesser der Röhre gerade doppelt so groß als die Dicke des Ringes, so würden die Gipfel der Säulen in beiden gleich hoch stehen. Wenn die Röhre enger ist, so ist der Gipfel ihrer Säule höher, wenn es sich um eine Hebung, tiefer, wenn es sich um eine Senkung handelt; das Gegentheil findet Statt, wenn die Röhre weiter ist.

Parallele Platten. Der zwischen zwei parallelen Platten befindliche Raum ist nichts als ein Stück eines ringförmigen Raumes von unendlich großem Halbmesser, die Höhen der gehobenen oder gesenkten Säulen müssen also denselben Gesetzen folgen, wie dies der Versuch in der That bestätigt. Welches auch die Entfernung zweier parallelen Platten seyn mag, sie bringen dieselbe Wirkung hervor wie eine cylindrische Röhre, deren Durchmesser doppelt so groß ist als die Entfernung der Platten.

Geneigte Platten. Die Fig. 557 stellt zwei Glasplatten dar, die sich

Fig. 557.

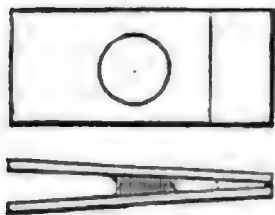


in einer vertikalen Linie schneiden und einen Winkel mit einander machen; sie sind durch zwei Charniere c und c' mit einander verbunden, so daß der Winkel, den sie mit einander machen, nach Belieben größer oder kleiner gemacht werden kann. Wenn man nun diese Platten in Wasser taucht, so muß es an der engern Stelle bei b höher steigen als an der weitem bei a . An allen Stellen zwischen den beiden Platten wird die Flüssigkeit um so höher steigen, je mehr

man sich der Kante nähert, in welcher beide Platten zusammenstoßen. Es ist leicht, durch eine einfache Rechnung zu zeigen, daß der Gipfel des gehobenen Wassers eine gleichseitige Hyperbel bildet, deren Asymptoten auf der einen Seite die Durchschnittslinie der Platten, auf der andern das Niveau der Flüssigkeit ist, in welches sie eingetaucht sind.

Die Fig. 558 stellt ebenfalls zwei gegen einander geneigte Platten dar,

Fig. 558.



die sich aber in einer horizontalen Linie schneiden; die geometrische Ebene, welche ihren Winkel halbiert, kann selbst horizontal oder auch mehr oder weniger geneigt seyn. Wenn man zwischen die beiden Platten einen Wassertropfen bringt, welcher beide Platten berührt, so sieht man, daß er sich augenblicklich kreisförmig abrundet und gegen den Scheitel des Winkels hineilt.

Seine Geschwindigkeit ist größer oder kleiner, je nachdem der Winkel der Platten größer oder kleiner ist. Hält man die obere Platte stets wagerecht, so kann man es durch gehöriges Neigen der untern Platte dahin bringen, daß die Attractivkraft, welche den Tropfen gegen den Scheitel des Winkels treibt, gerade seiner Schwere, die ihn zur schiefen Ebene heruntertreibt, das Gleichgewicht hält.

Conische Röhren. Die Erscheinungen, von denen wir eben gesprochen haben, wiederholen sich bei conischen Röhren. Die kleine Säule $m m'$ bewegt sich gegen die Spitze des Kegels, wie in Fig. 560, oder gegen die wei-

Fig. 559.



Fig. 560.

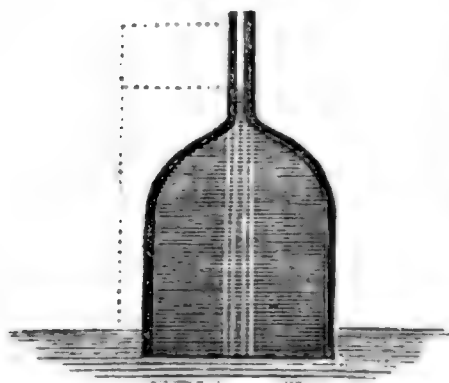


tere Deffnung, Fig. 559, je nachdem sie durch zwei concave oder durch zwei convexe Menisken begrenzt ist. In beiden Fällen kann man den Tropfen an einer bestimmten Stelle der Röhre fest-

halten, wenn man der Röhre eine entsprechende Neigung giebt.

In vertikalen Röhren, mag nun durch sie die Flüssigkeit gehoben oder deprimirt werden, hängt die Höhe der Säule nur von dem Durchmesser der Röhre an der Stelle ab, welche die Säule begrenzt. Ueber und unter die-

Fig. 561.



sem Punkte mögen die Dimensionen seyn, welche man will, sie haben keinen Einfluß auf die Höhe der Säule. In einer Glocke z. B., welche, wie in Fig. 561, oben mit einem feinen vertikalen Röhrrchen endigt, wird die ganze Masse der Flüssigkeit gerade so über dem Niveau der Umgebung erhalten, als ob der Durchmesser der Glocke überall dem Durchmesser der Röhre an der Stelle gleich wäre, bis zu welcher sich die Flüssigkeit erhebt.

Prismatische Röhren. Das Studium der Capillarererscheinungen ist so anziehend, daß die Physiker die verschiedensten Modificationen derselben untersucht haben. Nachdem alle Combinationen erschöpft waren, welche man mit Platten, Kegeln und Cylindern machen kann, construirte Gellert prismatische Röhren, um an ihnen die Gestalt der Menisken und die Höhe der Säulen zu untersuchen (Comm. de Petersbourg. T. 12). Mit solchen Röhren von dreieckiger und rechteckiger Basis hat er zwei allgemeine ziemlich einfache Geseze dargethan, nämlich 1) daß sich die Höhen umgekehrt verhalten wie die entsprechenden Linien der Grundflächen, wenn diese einander ähnlich sind, und 2) daß die Höhen gleich sind, wenn die Grundflächen gleichen Flächeninhalt haben. Es scheint jedoch, daß dieses zweite Gesez einige Ausnahmen erleidet.

Oberflächen von verschiedener Gestalt. Das Vorangehende zeigt, daß feste Körper und Flüssigkeiten nicht in Berührung kommen können, ohne daß die Oberfläche der beweglichen Flüssigkeit eine mehr oder weniger merkliche Formveränderung erleidet.

Die Gestalt der Krümmungen hängt von der Gestalt der festen Körper ab. Es findet immer eine Erhebung Statt, wenn die Flüssigkeit die Oberfläche des festen Körpers benetzt, eine Depression, wenn dies nicht der Fall ist. So wird z. B. eine Nähnadel, wenn man sie mit Alkohol abgewaschen hat, vom Wasser benetzt, und geht unter, wenn man sie auch noch so vorsichtig auf die Oberfläche der Flüssigkeit legt; während sie schwimmt, wenn sie etwas fettig ist, so daß sie um sich herum eine Depression veranlaßt. Die Insecten, welche (Fig. 562) über die Oberfläche des Wassers dahinflau-

Fig. 562.



fen oder vielmehr darüber weggleiten, würden bald ganz benetzt in die Flüssigkeit hinabgezogen werden, wenn ihr Körper nicht gegen die Benetzung gesichert wäre. Auch die Federn der Wasservögel sind stets etwas fettig, so daß sie nicht benetzt werden;

das Gefieder bleibt trocken, wenn sie auch den ganzen Körper untertauchen.

295 Anziehung und Abstoßung, durch Capillarität hervorgebracht. Körper, welche in Flüssigkeiten eingetaucht sind oder auf ihnen schwimmen, bieten so merkwürdige Erscheinungen von Anziehung und Abstoßung dar, daß es nöthig ist, hier einige Beispiele anzuführen.

Zwei Korkkugeln, welche auf Wasser schwimmen und von demselben be-

neht werden, üben gar keine Einwirkung auf einander aus, wenn sie einigermaßen weit von einander entfernt sind; wenn man sie aber so weit nähert, daß das Wasser zwischen beiden keine Ebene mehr bildet, wie Fig. 563,

Fig. 563.

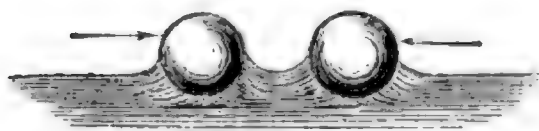
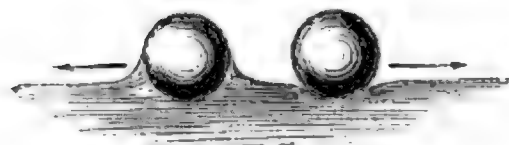


Fig. 564.



Fig. 565.



so erfolgt eine lebhaftere Anziehung.

Zwei Kugeln, welche nicht benetzt werden, wie Wachskugeln, welche auf Wasser schwimmen, oder Glaskugeln auf Quecksilber, üben unter gleichen Umständen gleichfalls eine Anziehung aus (Fig. 564).

Zwei Kugeln endlich, von denen die eine benetzt wird, die andere nicht, stoßen einander ab, wenn sie in die gehörige Nähe gebracht werden (Fig. 565).

Vertikale Platten bieten ähnliche Erscheinungen dar (Fig. 566, Fig. 567, Fig. 568).

Fig. 566.

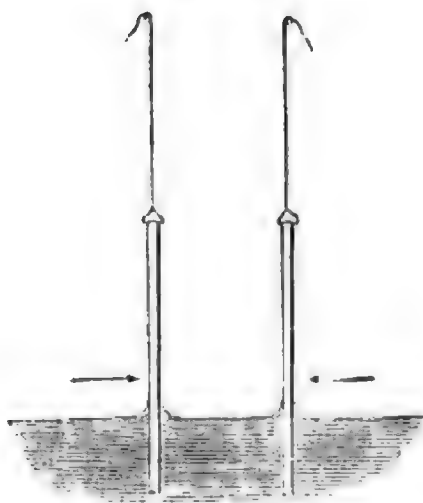


Fig. 567.

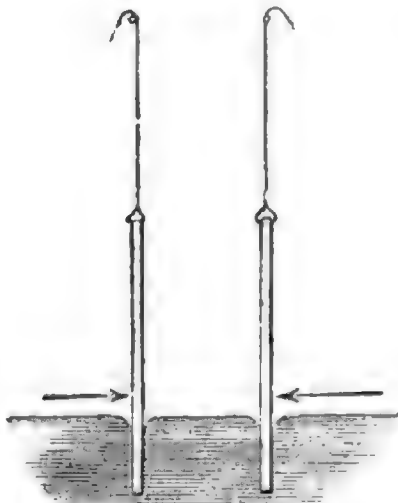
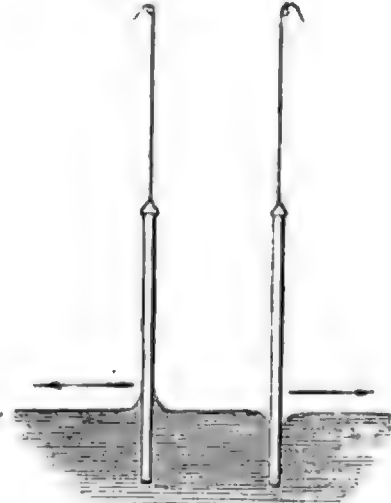


Fig. 568.



Man glaubte früher, daß diese Bewegungen von einer directen Einwirkung der Materie herrührten; es ist aber leicht einzusehen, daß sie von der Krümmung der Flüssigkeit abhängen, weil dieselben Körper, die sich auf Wasser anziehen oder abstoßen, bei gleicher Entfernung im leeren Raum, in Luft oder in irgend einem Mittel, welches sie von allen Seiten umgiebt, gar keine Wirkung auf einander ausüben.

Adhäsion der Flüssigkeiten an den Oberflächen fester Körper. 296

Wenn eine feste Scheibe auf die Oberfläche einer Flüssigkeit gesetzt wird, so kann man sie in horizontaler Stellung nicht mehr in die Höhe ziehen, wie wenn sie frei in der Luft hänge; es ist, um sie in die Höhe zu ziehen, eine mehr oder minder große Kraft nöthig. Um diese Kraft zu messen, be-

dient man sich der Wage. An der einen Seite hängt man eine horizontale Scheibe an, auf der andern Seite legt man ein Gegengewicht auf, welches sie im Gleichgewicht hält. Wenn das Gleichgewicht hergestellt ist, nähert man der Scheibe von unten die Oberfläche einer Flüssigkeit, bis die Flüssigkeit die untere Fläche der Scheibe gerade berührt, dann legt man ohne zu stoßen auf der andern Seite Gewichte auf und bemerkt, wie viel nöthig ist, um die Flüssigkeit von der Scheibe abzureißen. Dieses Verfahren ist von Taylor erdacht worden, und die Resultate, welche Eigna, Guntton und viele andere Physiker erhalten haben, gaben zu langen Discussionen Veranlassung. Wir begnügen uns, hier einige von Gay-Lussac gefundene Resultate anzuführen.

Um eine Glasscheibe von 118,366^{mm} Durchmesser abzureißen, waren je nach der Natur der Flüssigkeit verschiedene Gewichte nöthig, wie die folgende Tabelle zeigt.

Namen der Substanz	Dichtigkeit	Tempera- tur	Gewicht
Wasser	1	8,5° C	59,40 Grm.
Alkohol	0,8196	8	31,08
id.	0,8595	10	32,87
id.	0,9415	8	37,15
Terpentinöl	0,8695	8	34,10

Eine Scheibe von gleichem Durchmesser aus Kupfer oder irgend einer Substanz verfertigt, welche von der Flüssigkeit benetzt wird, giebt genau dieselben Resultate. Die Adhäsion ist also wie die Capillarität unabhängig von der Natur der festen Körper und hängt nur von der Natur der Flüssigkeit ab. Es ist leicht den Grund davon einzusehen, denn beim Aufziehen bleibt immer eine Schicht der Flüssigkeit an der Scheibe hängen; man hat also durch das Uebergewicht auf der andern Seite nicht die Flüssigkeit von der festen Scheibe, sondern die Moleküle der Flüssigkeit von einander getrennt, man hatte also die Cohäsion der Flüssigkeit zu überwinden. Die in Rede stehenden Versuche geben also ein Maß für die Cohäsion der Flüssigkeiten, also für die Attraction, welche zwischen den Theilchen derselben stattfindet, und man sieht, daß diese Attraction sehr bedeutend ist und daß sie sich mit der Natur der Flüssigkeiten ändert.

Wenn die Oberfläche der Scheibe nicht von der Flüssigkeit benetzt wird, wie es z. B. der Fall ist, wenn man eine Glasscheibe auf Quecksilber setzt, so drückt das Zulagengewicht, welches das Abreißen bewirkt, nicht mehr die Cohäsion der Flüssigkeit aus. Gay-Lussac mußte bald ein Zulagengewicht

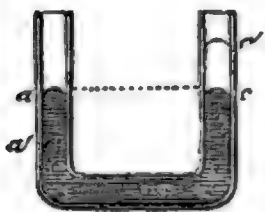
von 296 Gramm, bald eines von 158 Gramm auflegen, um eine Glasscheibe, deren Durchmesser $118,366^{\text{mm}}$ betrug, von Quecksilber abzureißen, je nachdem zum Auflegen der Gewichte eine längere oder kürzere Zeit verwendet wurde. Diese Versuche zeigen sehr deutlich, daß selbst, wenn ein fester Körper nicht von einer Flüssigkeit benetzt wird, doch zwischen den Molekulan der Flüssigkeit und denen des festen Körpers eine mehr oder minder große Attraction stattfindet. Dieser Schluß scheint allgemein wahr zu seyn, nur ist in diesem Falle die Cohäsion der Flüssigkeit größer als die Adhäsion zwischen der Flüssigkeit und dem festen Körper.

Verschiedene Wirkungen der Capillarität. Huyghens beobachtete im Jahr 1672 (Journ. d. savans. p. 111) eine Erscheinung, welche sehr auffallend erschien. Eine Glasröhre von 70 Zoll Länge und einigen Linien Durchmesser war mit Alkohol wohl gereinigt, mit Quecksilber gefüllt, von aller Luft befreit und vorsichtig umgekehrt worden, wie es beim Toricelli'schen Versuch geschehen muß; in dieser Röhre nun blieb die ganze Quecksilbersäule suspendirt, und es waren einige leichte Stöße nöthig, damit sie frei wurde und auf die gewöhnliche Höhe von 28 Zoll herabsank. Es war dies offenbar eine Adhäsionserscheinung, die immer stattfindet, wenn die innere Oberfläche der Röhre sehr rein und der ganze Apparat sehr luftfrei ist.

Don Cassois machte gegen das Jahr 1780 eine für die Construction der Barometer sehr wichtige Beobachtung. Nachdem er das Quecksilber in einer Barometerrohre längere Zeit hatte kochen lassen, sah er nach dem Umkehren, daß der Meniskus fast ganz eben, ja sogar mehr concav als convex war. Man sieht wohl ein, daß die Form des Meniskus einen wesentlichen Einfluß auf die Barometerhöhe haben muß. Die Ursache dieser merkwürdigen Erscheinungen blieb lange Zeit unbekannt, und erst Dulong hat sie vollständig erklärt. Dulong hat nämlich durch directe Versuche gefunden, daß sich bei längerem Kochen des Quecksilbers in Berührung mit Luft Quecksilberoxyd bildet, welches sich in der Flüssigkeit auflöst. Die Dichtigkeit des Quecksilbers wird dadurch nur wenig verändert, wohl aber seine capillaren Eigenschaften, denn es erhält nun die Eigenschaft an dem Glase anzuhängen. Um also gute Barometer zu machen, muß man während des Kochens den Zutritt der Luft möglichst ausschließen.

Abat machte folgende Beobachtung. Es sey abc , Fig. 569, eine ge-

Fig. 569.



krümmte Röhre mit Quecksilber; das Quecksilber steht in beiden Schenkeln gleich hoch, bei a und c . Wenn man nun die Röhre etwas neigt, so daß das Quecksilber bis c' steigt und auf der andern Seite bis a' fällt, so wird, wenn man sie sehr vorsichtig in ihre vorige Stellung zurückbringt, das Quecksilber doch nicht seine frühere Stellung einnehmen, d. h. es wird sich in den

beiden Schenkeln nicht wieder gleich hoch stellen; es bleibt in dem Schenkel bei *c* höher stehen als im andern; in dem Schenkel aber, in welchem das Quecksilber am tiefsten steht, ist der Meniskus stärker gekrümmt, in dem andern Schenkel ist er flacher. Man sieht daraus, wie vorsichtig man bei Barometerbeobachtungen seyn muß und wie nöthig es ist, bei jeder Beobachtung durch einige schwache Stöße die Reibung des Quecksilbers am Glase zu überwinden. Die flüssige Säule hat nur dann ihre wahre Höhe, wenn der Meniskus seine wahre Gestalt hat.

Die Adhäsion und die Reibung des Quecksilbers am Glase hat bei allen Manometerrohren einen Einfluß, der um so störender wird, je enger die Röhren sind. Daher sind nicht allein für Barometer, sondern auch für alle Manometer weite Röhren vorzuziehen sind. Bei sehr engen Röhren kann der Einfluß der Wände sehr bedeutende Fehler veranlassen. Man fülle z. B. eine heberförmig gebogene Thermometerrohre halb mit Quecksilber, so daß es in beiden Schenkeln gleich hoch steht. Saugt man nun an dem obern Ende des einen Schenkels, so wird in diesem Schenkel das Quecksilber steigen. Ueberläßt man nun wieder die Röhre sich selbst, so fällt das Quecksilber nicht wieder zurück, es bleibt in dem einen Schenkel 3,4, ja 5 Zoll höher stehen als im andern. Solche Röhren geben also, als Manometerrohren angewandt, immer sehr unzuverlässige Resultate.

Die Adhäsion findet nicht allein zwischen flüssigen und festen, sondern auch zwischen festen Körpern selbst Statt; sie ist es, welche polirte Glastafeln, Marmorplatten u. s. w. zusammenhält, selbst wenn der äußere Luftdruck aufgehoben ist. Ebenso beobachtet man zwischen festen und gasförmigen Körpern eine Adhäsion, denn wenn man ein Gefäß mit Wasser unter den Recipienten der Luftpumpe setzt, so sieht man beim Auspumpen, wie sich an der Gefäßwand zahlreiche Bläschen bilden, welche um so größer werden, je mehr die Verdünnung der Luft zunimmt. Es ist dies die Luft, welche durch ihre Adhäsion zum Glas an seiner Oberfläche verdichtet war.

Von der Anziehung zwischen festen Körpern und Gasen hängt auch die Absorption der Gase durch feste Körper ab.

298 Theoretische Andeutungen. Da die bis jetzt aufgestellten Theorien der Capillarität fast durchgängig auf das Gebiet der mathematischen Analyse gehören, so müssen wir uns darauf beschränken, die physikalischen Principien anzuführen, welche beim Aufbau jener Theorien zu Grunde gelegt wurden. Diese Principien reduciren sich zuletzt auf folgende Annahmen: 1) daß in jeder Flüssigkeit eine besondere Cohäsionskraft, d. h. eine anziehende Kraft zwischen den benachbarten Molekülen vorhanden ist. 2) daß zwischen festen und flüssigen Körpern eine Adhäsionskraft wirkt, d. h. eine anziehende Kraft zwischen den benachbarten Molekülen des festen und des flüssigen

Körper. Da aber nun diese beiden Arten von Kräften nur durch ihre relative Intensität für gleiche Entfernung und durch das Gesetz charakterisirt werden können, nach welchem sie mit der Entfernung abnehmen, und es in dieser Beziehung an Thatsachen gebricht, so muß man unter einer Menge gleich wahrscheinlicher oder doch gleich möglicher Hypothesen wählen. So erschienen denn nach einander die Theorien von Jurin, Clairaut, Segner, Laplace und Young.

Jurin schreibt die Erhebung des Wassers in den Haarröhrchen der Anziehung des ringförmigen Theils der Röhre zu, welche den Gipfel der Säule begränzt. Segner und Young betrachten die Menisken, welche die gehobenen oder niedergedrückten Säulen begrenzen als elastische Flächen, welche durch ihre Spannung wirken. Clairaut hat gezeigt, daß, wenn das Gesetz der Anziehung zwischen den Theilchen der Röhre und denen der Flüssigkeit nur durch seine Intensität von dem Gesetz der Anziehung zwischen Flüssigkeitstheilchen selbst verschieden ist, gar keine Erhebung stattfindet, und daß die Flüssigkeit auch in dem Röhrchen eine ganz horizontale Gestalt beibehalten muß, wenn die Attraction zwischen den festen und flüssigen Molekulen halb so groß ist als die Attraction zwischen den flüssigen Molekulen selbst; ist die letztere Kraft kleiner, so findet Erhebung, ist sie größer, so findet Depression Statt.

Laplace nimmt an, daß die anziehenden Kräfte, welche die Capillarercheinungen hervorbringen, so rasch abnehmen, daß sie auf merkliche Entfernungen Null sind; und wenn eine Flüssigkeit in einer Röhre aufsteigt, haftet nach seiner Annahme eine ganz dünne Schicht der Flüssigkeit an der Wandung der Röhre, diese dünne Schicht bildet selbst eine Röhre, welche nun wieder durch ihre Attraction wirkt, um die Säule zu heben und in einer bestimmten Höhe zu erhalten, welche von der Cohäsion der Flüssigkeit und von ihrer Dichtigkeit abhängt.

Vor Kurzem hat Mile einen Versuch einer neuen physikalischen Theorie der Capillarität publicirt (Pogg. Annal. Bd. 45, S. 287 u. 501), welche die verschiedenen hierher gehörigen Erscheinungen recht gut unter einem gemeinschaftlichen Gesichtspunkt zusammenfaßt. Er legt folgende von Laplace angedeutete, von Anderen vielfach modificirte Ansicht über die Materie zu Grunde:

„Die Moleküle der Körper ziehen sich gegenseitig an. Diese Anziehung aber wird durch die Wärme-Atmosphären modificirt, in welche die Moleküle gleichsam eingehüllt sind. Diese Wärme-Atmosphären nämlich stoßen sich gegenseitig ab, und so erklärt sich, daß Attractionen und Repulsionen gleichsam von denselben Mittelpunkten ausgehen. Je nach der Entfernung der Moleküle ist Attraction oder Repulsion vorherrschend, in tropfbar flüssigen Körpern aber sind beide Kräfte im Gleichgewicht.

Mile's neue Theorie stützt sich nicht auf subtile hypothetische Voraussetzungen, die sich auf die innere Constitution der Materie beziehen, gehört aber auch nicht zu den mathematischen Theorien, die, seiner Ansicht nach, die Sache viel zu tief schöpfen wollen. Er sieht die Capillarität nur als eine mechanische molekulare Thätigkeit an, die den Tropfen und die Blase, den negativen Tropfen, bildet. Capillare Phänomene sind nur durch den Einfluß eines engen Raumes und der Adhäsion modificirte partielle Tropfen- oder Blasenbildungen.

Quecksilber bildet auf Papier, Wasser auf einer fettigen oder bestäubten Fläche kugelförmige Tropfen. Gewöhnlich erklärt man diese Erscheinung aus der allgemeinen Attraction aller Moleküle unter sich, gerade so wie man die sphärische Bildung der Himmelskörper erklärt. Diese Erklärung aber ist deshalb unzulässig, weil die molekulare Attraction ganz anders wirkt als die allgemeine Schwere; weil sie, nur in unmerklichen Entfernungen auf die nächsten Moleküle wirkend, sich nicht so summiren kann, daß gleichsam ein Anziehungsmittelpunkt, dem Gravitationsmittelpunkt der Weltkörper ähnlich, gebildet wird. Die folgende Erklärung scheint richtiger zu seyn.

In einer Flüssigkeit müssen die Moleküle in einer solchen Entfernung verharren, daß Attraction und Repulsion einander neutralisiren. Es ist dies nur dann möglich, wenn die Moleküle in parallelen Schichten gelagert sind, in der Art, daß jedes Molekül von zwölf andern umgeben ist, ohngefähr so wie man gewöhnlich die gleich großen Kanonenkugeln zu lagern pflegt. Diese Anordnung ist dann nicht im mindesten gestört, wenn die Flüssigkeit auch eben endigt. Jedes Molekül ist hier nach allen Seiten hin vollkommen gleichen Einwirkungen unterworfen, alle Moleküle sind hier in vollkommen gleichen Entfernungen von einander. Diese Anordnung mag die normale Lagerung der Moleküle heißen. Wird ein Theil der Gränzfläche gekrümmt, so kann der gegenseitige Abstand der Moleküle nicht mehr gleich weit bleiben, und eine solche Lagerung mag *anomal* genannt werden.

Sobald durch irgend eine äußere Kraft die normale Lagerung der Moleküle gestört wird, wird auch das bisher vollständige Gleichgewicht gestört, es entsteht eine Spannung, welche den gestörten Parallelismus der Schichten wieder herzustellen strebt und welche die Flüssigkeitstheilchen sogleich wieder in die normale Lagerung zurückführt, sobald die störende Ursache zu wirken aufhört. Wenn man ein Stäbchen, welches von der Flüssigkeit benetzt wird, in dieselbe eintaucht, so kann man durch langsames Herausziehen einen Hügel bilden, der nach dem Abreißen sogleich wieder in die Ebene zurückfällt. Dies könnte nun freilich bloß Folge der Schwere seyn, allein dasselbe findet in der umgekehrten Lage der Ebene Statt. Füllt man ein Röhrchen, welches nicht über drei Linien Durchmesser hat und nur an einem Ende offen ist, ganz mit Wasser, so kann man es umdrehn, ohne daß das Wasser aus-

läuft. Es bildet eine hängende Ebene, an der man wie vorher Hügel herausziehen kann, die sich nach dem Abreißen, der Schwere entgegen, in die Ebene zurückziehen.

Eine tropfbare Flüssigkeit strebt also in einer Ebene zu endigen. Nun aber kann eine rings herum freie Masse nicht durch eine einzige Ebene begrenzt werden. Wäre sie durch ebene Flächen begrenzt, so würden die Ranten durch die Spannung der Moleküle in denselben bald abgeflacht werden; ist aber die Masse durch eine krumme Oberfläche begrenzt, deren Krümmung nicht an allen Stellen gleich ist, so würde an den stärker gekrümmten Theilen der Oberfläche nothwendig auch eine stärkere Spannung stattfinden, welche die Abrundung zur vollkommenen Kugel zur Folge hat. Auf dieselbe Weise geht auch die Abrundung der Blase vor sich.

Die oberflächlichen Moleküle einer ringsum freien tropfbaren Flüssigkeit bilden demnach ein, die innere Masse kräftig zusammendrückendes Netzwerk. Hat man eine kleine Seifenblase gemacht, so behält diese ihre Größe bei, wenn man die Oeffnung des Röhrchens zuhält; sobald man aber öffnet, verkleinert sich die Blase mehr und mehr. Wäre die Luft in der Blase nicht durch die umschließende Flüssigkeitsschicht zusammengedrückt gewesen, wäre sie nicht dichter als die sie umgebende Atmosphäre, so würde sie in der Blase bleiben und nicht dem atmosphärischen Luftdruck entgegen in das Röhrchen gedrängt werden.

Wird Quecksilber in ein Glas gebracht, so steht es von seinen Wänden, wenn auch nicht merklich, ab; bringt man jedoch Wasser oder Baumöl darauf, so dringt dies in den Zwischenraum ein. Auch sickert bei schlecht ausgekochten Barometern Luft durch diesen Zwischenraum in die toricellische Leere. Das Quecksilber bildet also in dem Glase einen frei liegenden großen Tropfen, dessen Form nur durch die Gefäßwände bedingt ist. Er endet oben mit einer horizontalen Fläche, die aber nicht bis an die Wand reichen kann, weil die scharfe Kante des Tropfens, wie wir oben gesehen haben, abgerundet wird.

Bringt man einen Tropfen Quecksilber in ein vollkommen cylindrisches Glasröhrchen, welches horizontal gestellt ist, so bildet er einen an beiden Enden abgerundeten Cylinder. Es kann aber durchaus keine Bewegung entstehen, weil die Convexität an beiden Enden gleich ist.

Ist aber das Röhrchen konisch, so ist die Convexität des Quecksilberfadens am engern Ende mehr gekrümmt; hier wirkt also die Spannung der anomal gelagerten Moleküle stärker als auf der andern Seite, und die Folge dieser überwiegenden Spannung ist, daß sich der Quecksilberfaden nach dem weitem Ende hin bewegt.

Füllt man ein Röhrchen ganz mit Quecksilber, legt man es horizontal hin, läßt man das eine Ende des Quecksilberfadens mit einem Tropfen

Quecksilber zusammenfließen, so vergrößert sich der Tropfen, und das Quecksilber tritt zuletzt ganz aus dem Röhrchen heraus und vereinigt sich ganz mit dem Tropfen. Der Grund davon ist leicht einzusehen. Durch die starke Krümmung der Conexität am Ende des Quecksilbercylinders entsteht von dieser Seite ein weit stärkerer Druck auf die Masse als von der Seite des Tropfens.

Taucht man ein Glasröhrchen vertikal in Quecksilber, so wird es im Röhrchen tiefer stehen als außen, weil die starke Conexität des Quecksilbercylinders in der Röhre deprimirend wirkt. Es ist auch klar, daß die Depression um so größer seyn muß, je enger die Röhre ist.

Wenn eine Flüssigkeit an die Gefäßwände adhärirt, dieselben benetzt, so kann sie nicht mehr, wie im vorigen Fall, als ein großer Tropfen betrachtet werden, die Oberfläche kann also auch nicht, wie dort, eine convexe Gestalt annehmen. Die Moleküle der Gefäßwand, welche mit der Flüssigkeit in Berührung sind, wirken auf die Flüssigkeit gerade so wie die Flüssigkeitsmoleküle auf einander. Die festen Gefäßwände sind demnach nur als eine starre Fortsetzung der Flüssigkeit zu betrachten. Die über der Flüssigkeit im Gefäße befindliche Luft muß demnach als eine Blase angesehen werden, die unten von der Flüssigkeit, auf den Seiten durch die Gefäßwände, begrenzt ist. Wäre die Oberfläche der Flüssigkeit vollkommen eben, so würde die Blase, da wo Flüssigkeit und Gefäßwand zusammentrifft, eine scharfe Kante haben, welche alsbald durch die gegenseitige Anziehung der Moleküle, der Wand und der Flüssigkeit abgerundet werden muß; da aber die Moleküle des Gefäßes fest sind, so bleibt nichts übrig, als daß die Oberfläche der Flüssigkeit eine concave Gestalt annimmt, indem Moleküle der Flüssigkeit an den Wänden aufsteigen. Bei der Blase aber bewirkt die Spannung der anomal gelagerten Wassermoleküle einen Druck auf die eingeschlossene Luft; so wird denn auch hier die concave Flüssigkeitsoberfläche gegen die Luft der Blase, also nach oben, einen Druck ausüben.

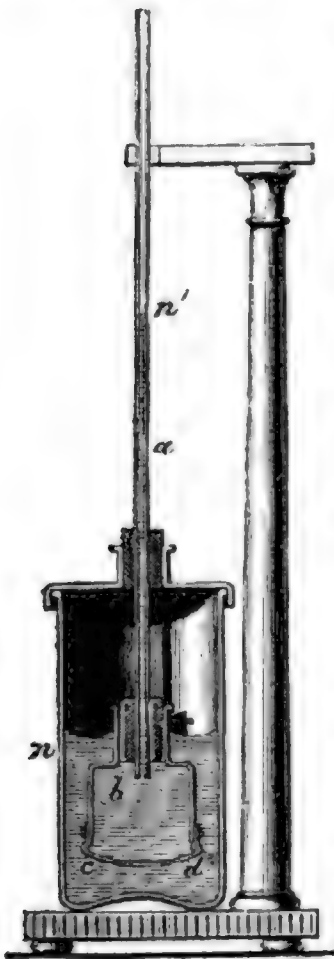
Ein Tropfen Wasser in einer horizontalen cylindrischen Glasröhre wird einen an beiden Enden concaven Cylinder bilden, der sich nicht bewegt, weil die Concavitäten an beiden Enden gleich sind. Ist das Röhrchen konisch, so ist natürlich die eine Concavität stärker gekrümmt als die andere, und durch die überwiegende Spannung der stärker gekrümmten wird das Wasser nach dem engeren Theile der Röhre hingezogen. Ebenso erklärt sich leicht aus der Wirkung der concaven Oberfläche das Aufsteigen des Wassers in einem Röhrchen, welches vertikal in Wasser eingetaucht wird.

Schwimmt eine hohle gläserne Kugel auf Wasser, so fängt dieses schon in einem Abstände von mehr als 6 Linien von der Kugel an, sich rings herum gegen dieselbe zu heben. Bringt man eine zweite Glas-Kugel einen Zoll weit von der ersten in das Wasser, so nähern sich die Kugeln anfangs

langsam, dann schneller und schneller, bis sie endlich an einander stoßen. Wären beide Kugeln fest gewesen, so würde in Folge des Bestrebens der Ebnebildung das Wasser zwischen den Kugeln gestiegen sein; da sie aber mobil sind, so muß die an sie gleichsam angeheftete und durch ihre Schwere sinkende Wasserfläche, welche sich zwischen ihnen befindet, die Kugeln gegen einander ziehn.

Die Endosmose. Wenn zu einer concentrirten wässerigen Auflösung 299 irgend einer Substanz noch mehr Wasser zugesetzt wird, so zieht dieses nach und nach die Theilchen des aufgelösten Körpers an sich, bis eine vollkommen gleichförmige Vertheilung stattfindet. Wenn aber das Wasser und die Lösung nicht in unmittelbarer Berührung, sondern durch irgend einen porösen Körper getrennt sind, so müssen die Flüssigkeiten durch diese Wand zu einander übergehen, und da ist es nun möglich, daß die poröse Wand die eine Flüssigkeit leichter durchläßt als die andere, und alsdann muß die Menge der Flüssigkeit auf der einen oder auf der andern Seite zunehmen. Füllt man z. B. eine unten mit einer Blase zugebundene Glasröhre mit einer concentrirten Lösung von Kupfervitriol, taucht man dann die durch die Blase verschlossene Oeffnung in ein Gefäß mit Wasser, so bringt das Wasser allmählig durch die Blase in die Röhre, so daß in der Röhre die Flüssigkeit steigt, während sie außen sinkt. Umgekehrt sinkt die Flüssigkeit

Fig. 570.



in der Röhre, wenn das Wasser innen, die Lösung des Kupfervitriols außen ist. Etwas von der Lösung des Kupfervitriols bringt freilich auch durch die Blase zum Wasser, wie man bald an der Färbung erkennt.

Ähnliche Erscheinungen beobachtet man, wenn man in die Röhre Alkohol gießt und sie in Wasser taucht. Nach einiger Zeit beobachtet man, daß das Niveau der Flüssigkeit in der Röhre gestiegen ist.

Diese Erscheinungen wurden von Dutrochet entdeckt und mit dem Namen der Endosmose und Exosmose bezeichnet, je nachdem die Flüssigkeit in die Röhre hineinsteigt, oder aus derselben heraustritt.

Der in Fig. 570 dargestellte Apparat, den Dutrochet Endosmometer nennt, ist sehr geeignet, die Erscheinung recht deutlich zu zeigen. *a* ist eine Glasröhre, deren innerer Durchmesser einige Millimeter beträgt, und die auf irgend eine Weise, etwa durch einen sehr wohltschließenden Kork in dem Hals eines weiteren Glasgefäßes befestigt ist. Dieses weitere Gefäß ist unten durch eine Thierblase verschlossen.

Dieser mit der einen Flüssigkeit gefüllte Apparat wird nun in ein weiteres Gefäß, welches die andere Flüssigkeit enthält, eingesetzt, ohne daß jedoch die Blase auf dem Boden des Gefäßes *n* aufsitzt.

Fig. 577.



Das Gefäß *l* mit der Röhre *a* sey z. B. mit Weingeist gefüllt, das untere Gefäß enthalte Wasser. Sobald das Gefäß *l* eingesetzt ist, wird sich alsbald ein mechanisches Gleichgewicht zwischen der innern und äußern Flüssigkeit und der Spannung der Blase herstellen. Es sey bei *n* das Niveau des Wassers, bei *n'* der Gipfel der Weingeistsäule in der Röhre. Nach einer Viertelstunde beobachtet man schon eine bedeutende Veränderung, die Flüssigkeit ist nämlich schon um einige Millimeter über *n'* hinausgestiegen, und dieses Steigen dauert fort. Wenn die Röhre selbst 4 bis 5 Decimeter hoch ist, so läßt sich erwarten, daß die Flüssigkeit nach einem Tage den Gipfel erreicht hat, um oben auszufließen. Das Wasser ist also trotz des Druckes, welchen der Alkohol in Folge seiner Schwere auf die Blase ausübt, durch die Poren derselben in das Gefäß *l* eingedrungen; es hat also eine Endosmose des Wassers zum Alkohol durch

die Blase hindurch stattgefunden, d. h. das Wasser ist dem hydrostatischen Druck entgegen durch die Poren der Blase durchgesickert. Macht man den Versuch in umgekehrter Ordnung, indem man das Wasser innen, den Alkohol außen hin bringt, so sinkt das Niveau in der Röhre, während es außen steigt. Man könnte sagen, daß hier eine Exosmose stattfindet, allein es ist einfacher, immer nur einen Ausdruck, nämlich Endosmose anzuwenden, aber nicht zu sagen, es findet Endosmose zwischen zwei Flüssigkeiten Statt, sondern es findet Endosmose von der einen zu der andern Statt.

Dutrochet hat folgende Thatsachen ermittelt: 1) Es findet Endosmose von Summivasser zu Essigsäure, zu Salpetersäure und besonders zu Salzsäure; es findet aber nie eine Endosmose einer Flüssigkeit zu sich selbst und auch nicht von Wasser zu verdünnter Schwefelsäure oder umgekehrt Statt.

2) Verschiedene vegetabilische und animalische Membranen besitzen in ungleichem Maße die Eigenschaft der Blase. Platten von gebrannter Erde, calcinirtem Schiefer, Töpferthon und überhaupt thonerdehaltige Substanzen besitzen auch diese Eigenschaft, wiewohl in ungleich schwächerem Grade (Ann. de Chim. et de Phys. T. 35 et 37 und Dutrochets Werk, betitelt: De l'Agent immédiat du mouvement vital etc.).

Zweites Kapitel.

Structur der Körper.

Man kann die Structur der Körper von zwei Gesichtspunkten aus betrachten.

1) Wenn man nur die äußere Gestalt der Körper betrachtet, um daraus allgemeine Gesetze ihrer Bildung abzuleiten, und 2) indem man die oft sehr verschiedenen physikalischen Eigenschaften beobachtet, die uns eine und dieselbe Substanz darbietet, um daraus auf das innere Arrangement der Moleküle zu schließen.

Das Studium der regelmäßigen Gestalten der Körper bildet eine Wissenschaft für sich, welche Krystallographie genannt wird. Da es uns zu weit von unserm Plan abführen würde, wenn wir hier auch nur die Grundzüge der Krystallographie entwickeln wollten, so müssen wir den Leser auf diejenigen Werke verweisen, welche diese Wissenschaft ausführlicher behandeln.

Wir beschränken uns also darauf, die physikalischen Eigenschaften der Körper und die Andeutungen zu untersuchen, welche sie uns über die Anordnung der Moleküle geben können. Man hat in diesem Felde noch keine Theorie, oder, besser gesagt, noch keine vollständig erklärten Thatsachen; wir sind also darauf beschränkt, die Phänomene anzuführen und diejenigen zusammenzustellen, welche von ähnlichen Ursachen abzuhängen scheinen.

Bei den Flüssigkeiten und den gasförmigen Körpern beobachten wir eine so große Beweglichkeit der Theilchen, daß dadurch die Idee einer bestimmten Anordnung derselben ausgeschlossen zu seyn scheint. In einer Masse Wasser z. B. reicht schon eine äußerst geringe Kraft hin, um ein Theilchen, welches sich in der Mitte befindet, an die Oberfläche zu bringen, und umgekehrt. Eine unbedeutende Bewegung, eine kaum merkliche Temperaturveränderung kann schon eine vollständige Umkehrung in der Lage der Theilchen bewirken. Diese Erscheinung, welche wir im Kleinen in durchsichtigen Gefäßen beobachten können, welche Flüssigkeiten enthalten, in denen sichtbare Stäubchen schweben, findet auf dieselbe Weise im Großen bei den Gewässern Statt, welche wir in der Natur finden. In einem See z. B., welcher dem Anschein nach vollkommen ruhig ist, wirken so viele wechselnde Ursachen, um den Gleichgewichtszustand der Theilchen zu stören, daß in jedem Augenblick ihre gegenseitige Lage sich ändert. Eben so kann man überzeugt seyn, daß selbst an dem heitersten, ruhigsten Tage doch beständige Bewegungen in der uns umgebenden Luftmasse stattfinden. Diese beständige Circulation

scheint eine vollkommene Gleichförmigkeit in der Anordnung der Theilchen anzudeuten. Da wir aber über die letzten Elemente der Materie eigentlich gar nichts wissen, so können wir mit voller Bestimmtheit auch nichts von ihrem Aggregationszustand sagen. Es ist z. B. möglich, daß ein Wassertheilchen, welches in Beziehung auf die es umgebenden Moleküle so beweglich ist, dennoch selbst aus mehreren elementaren Theilchen zusammengesetzt sey, welche, durch permanente Kräfte zusammengehalten, stets in unveränderlicher Entfernung und gegenseitiger Lage bleiben, denn die Festigkeit in der Structur der secundären Moleküle hindert durchaus ihre gegenseitige Beweglichkeit nicht. Ob es wirklich so sey, oder ob die elementaren Theilchen selbst vollkommen beweglich sind, ist jedoch bis jetzt noch ganz unentschieden, weil noch keine Thatsache bekannt ist, welche die Ungewißheit über diesen Punkt heben kann.

Die festen Körper bieten uns schon mehr Anhaltspunkte zur Beobachtung dar, weil wir häufig sehen, wie sie sich bilden und wachsen, weil sie gewöhnlich Eigenschaften haben, die mit ihrer Structur im innigsten Zusammenhange stehen.

302 Veränderungen der Structur, welche die festen Körper erleiden können, ohne aufzuhören fest zu seyn.

Das schwefelsaure Nickeloryd nimmt, je nachdem es bei verschiedenen Temperaturen krystallisirt, verschiedene Gestalten an. Bei höherer Temperatur krystallisirt es in Quadratoctaëdern, bei niedriger Temperatur aber in prismatischen Krystallen, die mit denen des Zinkvitriols und des Bittersalzes gleiche Gestalt haben. Wenn man die prismatischen Krystalle in einem verschlossenen Gefäße dem Sonnenlicht aussetzt, so ändern die Theilchen ihre gegenseitige Lage in der festen Masse, ohne daß der flüssige Zustand eintritt, und wenn man nach einigen Tagen die Krystalle, deren äußere Form unverändert geblieben ist, zerbricht, so findet man sie aus lauter Quadratoctaëdern zusammengesetzt, welche manchmal mehrere Linien groß sind.

Wenn man die prismatischen Krystalle des selenfauren Zinkoryds auf einem Blatt Papier dem Sonnenlichte aussetzt, so zerklüften sie sich in wenigen Augenblicken in Quadratoctaëder.

Wenn man die Krystalle von Zinkvitriol und Bittersalz in Alkohol allmählig bis zum Siedpunkt dieser Flüssigkeit erwärmt, so verlieren sie ihre Durchsichtigkeit, und wenn man sie zerbricht, findet man sie aus lauter kleinen Quadratoctaëdern zusammengesetzt.

Diese merkwürdigen Thatsachen beweisen zur Genüge, daß selbst in festen Körpern die constituirenden Theilchen keine absolut unveränderliche gegenseitige Lage haben, sondern daß sie sich noch auf verschiedene Arten anordnen können.

Vom Härten und Anlassen. Es giebt nur wenige Körper, welche gehärtet werden können, und unter diese gehört vorzüglich der Stahl, mag er nun durch die Natur, durch Cementation oder durch Schmelzen hervorgebracht seyn. Um den Stahl zu härten, wird er auf eine sehr hohe Temperatur gebracht und dann plötzlich erkaltet. Die verschiedenen Grade der Härte hängen von der Erhöhung der Temperatur und von der Schnelligkeit der Abkühlung ab.

Die größte Härte erhält man dadurch, daß man den weißglühend gemachten Stahl in Quecksilber, in Blei oder in einer Säure ablöscht. Die Abkühlung in Wasser giebt eine geringere Härte, die geringste Härte aber erhält man durch Abkühlung in einem fetten Körper, wie Del oder Seife.

Ist der Stahl nur hochroth, kirschroth oder braunroth glühend, so erhält man immer geringere Härtegrade. Für jede dieser verschiedenen Temperaturen erhält man stets durch Ablöschen in Del die geringste, in Quecksilber die größte Härte, welche dieser Temperatur zukommt.

Der am stärksten gehärtete Stahl bricht wie Glas; es geschieht öfters, daß die Stempel, welche zum Prägen der Münzen dienen, von selbst zerspringen, ohne daß sie gerade einen Schlag oder Stoß erlitten, selbst an Orten, wo sich die Temperatur kaum ändert.

Bei Instrumenten, bei welchen ein sehr hoher Grad von Härte erforderlich ist, reicht es gewöhnlich schon hin, wenn nur ein kleiner Theil des Ganzen sehr stark gehärtet ist; man hütet sich deshalb, das ganze Instrument zu härten. Meißel und Grabstichel z. B. werden nur an der Spitze gehärtet.

Die Handwerker, welche den Stahl verarbeiten, wissen jedem Instrument den richtigen Härtegrad zu geben; man begreift aber sehr wohl, daß es sehr schwierig ist, für jeden Zweck genau den richtigen Grad der Glühhitze zu treffen, bei welcher man das Stahlstück ablöschen muß. Man hat jedoch ein anderes Mittel, stets den bezweckten Härtegrad zu erhalten, und dieses Mittel ist das Anlassen. Es beruht darauf, daß der stark gehärtete Stahl allmählig mehr von seiner Härte verliert, wenn man ihn nach und nach erwärmt. Wenn der Stahl so stark als möglich gehärtet ist, legt man ihn auf glühende Kohlen. Durch die Wärme läuft die Oberfläche an, und je nachdem die Temperatur steigt, ändert sich die Farbe der Oberfläche; zuerst wird sie strohgelb, darauf purpurroth, blaviolett, blau und endlich hellblau. Um dem Stahl die für Rasirmesser und Federmesser geeignete Härte zu geben, wird der glasharte Stahl bis zum Strohgelb angelassen; bis zum Purpurroth für Messer und Scheeren; bis zum Blau für Uhrfedern u. s. w.

Das Glas läßt sich ebenfalls härten, und wenn es auch unmöglich ist, ihm durch Anlassen die Elasticität der Federn zu geben, so kann man wenigstens seine Zerbrechlichkeit sehr vermindern. Jedermann kennt die sogenannten

Glasthränen und weiß, daß sie in Staub zerfallen, wenn man die Spitze abbricht; sie werden gemacht, indem man das geschmolzene Glas in kaltes Wasser fallen läßt, sie sind also auch in dieser Hinsicht dem vollkommen gehärteten Stahle analog. Wenn man die Glasthränen allmählig bis zu einer Temperatur erwärmt, welche der der Rothglühhitze nahe kommt, und sie dann langsam erkalten läßt, so verliert sich die Sprödigkeit, man kann alsdann die Spitzen abbrechen, ohne daß die ganze Masse zerfällt.

Es giebt einen andern Körper, welcher noch auffallendere Erscheinungen des Härtens darbietet, welche denen des Stahls gerade entgegengesetzt sind. Dieser Körper ist eine Metalllegirung, aus welcher die unter dem Namen *Tamtam* bekannten chinesischen Instrumente verfertigt sind; sie besteht aus 4 Theilen Kupfer und einem Theil Zinn. Wenn diese Legirung langsam erkaltet, ist sie zerbrechlich wie Glas, durch rasches Erkalten aber wird sie geschmeidig, so daß sie sich hämmern und zu Instrumenten verarbeiten läßt, die durch ihre Elasticität so tiefe und volle Töne geben.

Gewöhnlich erklärt man die Erscheinungen des Härtens beim Glas und beim Stahl dadurch, daß die äußeren Moleküle durch die rasche Erkaltung schon eine feste Hülle bilden, welche den inneren durch die Wärme noch sehr ausgedehnten Kern einschließt. Beim allmählichen Erkalten ist nun dieser Kern genöthigt, dasselbe große Volumen einzunehmen wie vorher, als er noch sehr heiß war; dadurch gerathen die einzelnen Moleküle in den Zustand einer großen Spannung, es besteht ein fortwährendes Bestreben zum Zerreißen, was auch wirklich eintritt, wenn es durch eine äußere Ursache veranlaßt wird. Auf diese Weise erklärt man allerdings, warum die Glasthränen in Pulver zerfallen, man erklärt aber weder die Härte des Stahls, noch seine Elasticität, und eben so wenig kann man dadurch die Erscheinungen erklären, welche man an der Legirung des *Tamtams* beobachtet. Man sagt, die anderen Körper hätten nicht die Eigenschaft sich härten zu lassen, das heißt aber doch nur, daß sie durch rasches Erkalten nicht so zerbrechlich werden, denn höchst wahrscheinlich sind alle rasch erkalteten Körper durch irgend welche physikalischen Eigenschaften von den langsam erkalteten verschieden, wie sie ja eine andere Dichtigkeit, einen andern Gang der Ausdehnung haben.

303 Eigenschaften, welche die Körper beim Festwerden annehmen.

Krystallisation des Wassers. Wenn man mit Aufmerksamkeit ein gefrierendes Wasser beobachtet, so sieht man, wie feine Eienadeln sich bilden, wie sie von einem Augenblick zum andern sich ausbreiten und verzweigen. Freilich sieht man hierbei selten so regelmäßige krystallinische Gestalten, wie

man sie beim Schnee beobachtet, wovon später in der Meteorologie ausführlicher die Rede seyn wird; doch sieht man deutlich, daß die Eisbildung eine Krystallbildung ist, wie dies auch aus den optischen Eigenschaften des Eises hervorgeht. Andere Körper bieten uns beim Uebergang aus dem flüssigen in den festen Zustand ganz ähnliche Erscheinungen dar.

Krystallisation des Schwefels. Eine Schwefelstange scheint von außen fast ganz homogen zu seyn, wenn man sie aber zerbricht, so beobachtet man in der Mitte eine Menge kleiner durchsichtiger Nadeln, welche sich nach allen Richtungen hin kreuzen. Diese regelmäßige Krystallisation konnte im Innern vor sich gehen, weil hier die Erkaltung langsamer vor sich ging als an der Oberfläche. In der That hängt die Größe der Krystalle von der Größe der geschmolzenen Masse und von der Langsamkeit des Erkaltens ab. Mitscherlich erhielt $\frac{1}{2}$ Zoll dicke Krystalle von großer Regelmäßigkeit, indem er 50 Pfund Schwefel zusammenschmolz. Das Bad wurde allmählig vier bis fünf Stunden lang erkaltet, dann die Kruste, welche sich außen gebildet hatte, durchstoßen, um den noch flüssigen Schwefel abzugießen. Ohne Zweifel würden sich die einmal gebildeten Krystalle während des Erstarrens der übrigen Flüssigkeit nicht zersezt haben, sie würden nur durch neue weniger regelmäßige feste Schichten eingehüllt worden seyn. Wenn man also die Flüssigkeit nicht abgießt, so werden sich nach dem Erkalten doch immer krystallinische Flächen zeigen, wenn man die Masse zerbricht.

Krystallisation des Wismuths. Reines Wismuth krystallisirt unter allen Metallen am leichtesten. Man schmilzt es in einem Tiegel, gießt es in eine vorher etwas erwärmte Schale und wartet dann, bis sich auf der Oberfläche eine hinlänglich feste Kruste gebildet hat, die nun durchstoßen wird, um das noch flüssige Metall abzugießen. Auf diese Weise erhält man mehrere Linien große glänzende und irisirende würfelförmige Krystalle, welche das Innere der Höhlung erfüllen, welche durch die zuerst erkaltende äußere feste Kruste eingeschlossen wird.

Vom Gußeisen und dem Gußstahl. Es giebt Körper, welche durch wiederholtes Schmelzen ihre Natur ganz zu verändern scheinen, wie Messing, Eisen und Stahl; doch zeigen sich solche Veränderungen nur bei zusammengesetzten Körpern, welche im geschmolzenen Zustand entweder in Folge der hohen Temperatur oder durch Einwirkung der umgebenden Körper eine Veränderung ihrer chemischen Zusammensetzung erleiden. So wird das weiche Eisen durch eine zweite und dritte Schmelzung spröde, und dies rührt von einer Verschiedenheit im Gehalt an Kohlenstoff her, die man auf dem Wege der chemischen Analyse nachweisen kann. Ebenso verhält es sich ohne Zweifel mit dem Stahl, denn ganz geringe Verschiedenheiten im Gehalt an Kohlenstoff können schon durch das Auge merkliche Verschiedenheiten im krystallinischen Gefüge hervorbringen.

Das reinste Eisen des Handels enthält immer noch Spuren von Kohle, und in diesem Zustande ist es sehr strengflüssig, woraus man schließen kann, daß das chemisch reine Eisen nur ungemein schwer schmelzbar ist, besonders da man die Berührung mit allen kohlenstoffhaltigen Substanzen vermeiden muß. Man erhält demnach das Eisen nicht durch eine ganz vollständige, sondern durch eine gewissermaßen teigige Schmelzung, welche den Molekülen hinlängliche Freiheit giebt, sich auf verschiedene Weise zu gruppiren.

Das Platin kann nur in kleinen Massen durch die Wirkung der galvanischen Säule oder im Knallgasgebläse geschmolzen werden, dennoch aber ist man im Stande es auch in größeren Massen zu verarbeiten, die verschiedenartigsten Geräthschaften daraus zu verfertigen und es zu Draht ausziehen. Es geht daraus hervor, daß die Theilchen doch schon eine hinlängliche Beweglichkeit haben, ohne daß die Masse vollkommen geschmolzen ist. Man wird dies noch besser einsehen, wenn man die Art und Weise betrachtet, wie das Platin verarbeitet wird.

Zuerst wird das Mineral einer Reihe von Auflösungen unterworfen, welche zum Zweck haben, das Platin von den Metallen zu trennen, mit denen es verbunden vorkommt, und so erhält man endlich eine Auflösung, welche nur noch Platinsalmiak enthält. Dieses Doppelsalz wird durch Verdampfung als ein orangegelbes Pulver niedergeschlagen. Wenn nun dieses Pulver einer hohen Temperatur ausgesetzt wird, so verflüchtigt sich Alles, außer Platin, welches als eine schwammige Masse zurückbleibt; aus diesem unschmelzbaren Pulver wird nun durch Pressen, Glühen und Hämmern eine feste homogene Masse gemacht.

- 304 **Von den Eigenschaften, welche die Körper annehmen, indem sie sich aus Flüssigkeiten ausscheiden.** Viele Körper kann man, wie wir gesehen haben, auf trockenem Wege, d. h. durch die Wirkung des Feuers, erhalten, andere hingegen erhält man auf nassem Wege, d. h. aus Flüssigkeiten, in denen sie aufgelöst sind und aus denen sie sich bei der Verdampfung des Lösungsmittels ausscheiden. So erhält man z. B. den festen Zucker durch Abdampfung des Saftes des Zuckerrohrs oder der Runkelrüben. Wenn die Verdampfung allmählig an einem ruhigen Orte, ohne bedeutende Temperaturveränderungen, vor sich geht, oder auch, wenn eine bei höherer Temperatur gesättigte Auflösung sehr langsam erkaltet, so erhält man meist schöne regelmäßige und gewöhnlich durchsichtige Krystalle; bei sehr rascher Verdampfung hingegen schlägt sich ein undurchsichtiges Pulver nieder, welches kaum eine Spur einer regelmäßigen Anordnung zeigt. Zwischen diesen beiden Gränzfällen liegen natürlich noch solche in der Mitte, bei welchen der ausgeschiedene Körper ein mehr oder weniger deutlich erkennbares Gefüge zeigt. So sind z. B. der gewöhnliche Kalkstein und der schöne weiße Marmor von Carrara oder Paros ihrer Zusammensetzung nach ganz

gleich; der Marmor selbst ist aber doch auch nur eine verworrene Krystallisation, und es giebt noch eine Menge Zwischenstufen zwischen seiner Structur und den durchsichtigen Krystallen des Kalkspaths. Ebenso sind Steinkohle, Holzkohle, Graphit und Diamant dieselbe Substanz in verschiedenem Aggregatzustand.

Die Körper, welche sich durch Krystallisation aus wässerigen Auflösungen ausscheiden, verbinden sich in der Regel mit einer gewissen Quantität Wasser, mit der sie im festen Zustand verbunden bleiben und welches den Namen Krystallwasser führt.

Ein und derselbe Körper kann oft, je nachdem seine Krystallisation bei hoher oder niedriger Temperatur vor sich geht, mit ungleichem Wassergehalt und in Folge dessen auch in ganz verschiedenen Formen krystallisiren, wie dies z. B. beim schwefelsauren Natron der Fall ist, welches bei 33° löslicher ist als bei jeder andern Temperatur und welches bei dieser Temperatur ohne Wasser krystallisirt, während es bei gewöhnlicher Temperatur Wasser aufnimmt und eine ganz andere Gestalt erhält.

Das selenensaure Zinkoxyd nimmt Wasser in drei verschiedenen Verhältnissen auf, je nachdem man es aus einer warmen, weniger warmen oder kalten Auflösung krystallisiren läßt. Auch der salpetersaure Strontian krystallisirt bei verschiedener Temperatur mit ungleichem Wassergehalt.

Drittes Kapitel.

Von der Elasticität.

Alle Körper sind elastisch, d. h. alle können, ohne zu brechen, ohne ihren 305 Zusammenhang zu verlieren, durch mechanische Kräfte einige Veränderungen ihrer Structur, ihrer Gestalt und ihres Volumens erleiden, und, wenn jene mechanischen Kräfte auf sie zu wirken aufhören, ihren ursprünglichen Zustand wieder annehmen. Wir haben schon gesehen, daß das Volumen der Gase von dem Druck abhängt, dem sie ausgesetzt sind, und daß eine bestimmte Menge eines Gases bei gleicher Temperatur und gleichem Druck auch stets genau dasselbe Volumen einnimmt. Diese Eigenschaft scheint die einzige Art der Elasticität zu seyn, welche die Gase besitzen; wir wollen sie mit dem Namen der Compressionselasticität bezeichnen. Auch die Flüssigkeiten scheinen keine andere Elasticität zu haben. Die festen Körper besitzen sie, wie die Flüssigkeiten und die Gase, außerdem aber können sie noch gebogen und gedehnt werden und danach doch wieder ihre ursprüngliche Form und ihre ursprünglichen Dimensionen einnehmen, worin die Tensionelasticität besteht. Endlich können die festen Körper auch noch

mehr oder weniger gewunden werden, ohne daß sie das Vermögen verlieren, in die ursprüngliche Anordnung der Theilchen zurückzukehren, worin die Torsionselasticität besteht. Wir werden diese verschiedenen Eigenschaften der Reihe nach betrachten.

306 **Von der Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeiten und der dabei frei werdenden Wärme.** Der Apparat, mit Hülfe dessen Dersted die Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeiten beobachtet und gemessen hat, ist Fig. 578 dargestellt; er besteht im Wesentlichen aus dem, aus dicken Glas

Fig. 578.

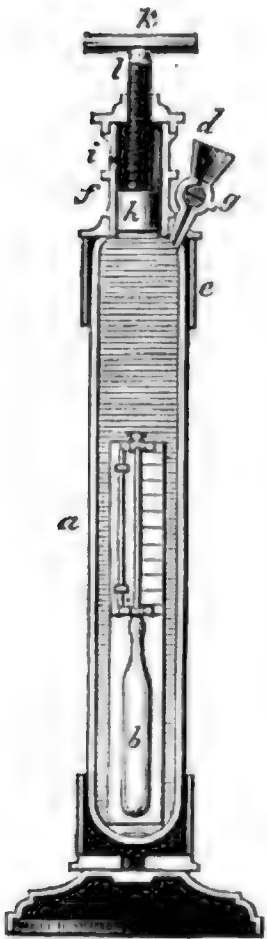
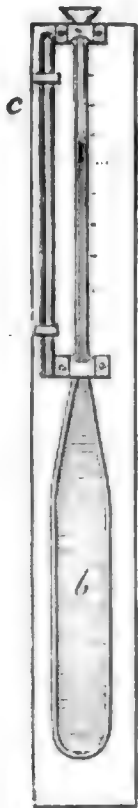


Fig. 579.



gemachten Compressionsgefäß *a*, aus einem mit einem Haarröhrchen endigenden Gefäß, welches Piezometer genannt wird und welches Fig. 579 in größerm Maaßstab dargestellt ist. Das Haarröhrchen endigt mit einem kleinen Trichter. Für die Genauigkeit des Instruments ist es höchst wichtig, die Röhre so zu graduiren, daß das Volumen eines Röhrenstücks, welches zwischen je zwei Theilstriche fällt, ein bekannter Bruchtheil von dem Inhalt des Gefäßes sey. Zu diesem Zweck bestimmt man das Gewicht des Quecksilbers, welches das ganze Gefäß des Piezometers enthält; es sey z. B. 1000 Gramm; dann wird das Gewicht des Quecksilbers bestimmt, welches in einem Stück der Röhre, dessen Länge man messen kann, enthalten ist; es sey dieses Gewicht z. B. 0,2 Gramm für eine Länge von 100 Millimetern. In diesem Falle ist klar, daß der Rauminhalt

eines Röhrenstücks von 1 Millimeter Länge 0,000002 von der Capacität des Gefäßes ist. Da man nun auf einer getheilten Röhre leicht noch ein halbes Millimeter ablesen kann, so kann man noch Milliontheile des Inhalts bestimmen.

Nehmen wir nun an, man wollte mit Hülfe des Piezometers die Zusammendrückbarkeit des Wassers ermitteln, so füllt man das Instrument mit Wasser, welches vollständig von aller Luft befreit ist. Durch geringe Temperaturveränderungen bringt man nun ein kleines Säulchen von Luft, von Quecksilber oder von Schwefelkohlenstoff in das Röhrchen, wodurch das Wasser im Instrument begränzt wird. Ist das Piezometer so vorgerichtet, so befestigt man auf der Platte, auf welcher die Theilung sich befindet, ein kleines Luftmanometer, d. h. eine cylindrische Glasröhre, welche 10 bis 15

Millimeter Durchmesser hat, 15 bis 20 Centimeter lang, unten offen und oben zugeschmolzen ist. Der Apparat wird dann in den Compressionsbehälter gebracht, welcher vorläufig schon mit Wasser gefüllt ist; dabei muß man aber die geringste Temperaturerhöhung auf das sorgfältigste vermeiden, denn eine Temperaturerhöhung von einem halben Grad würde schon hinreichen, um den Index in den kleinen Trichter zu treiben und eine Temperaturerniedrigung von 1 bis 2 Grad würde machen, daß der Index bis in das Gefäß zurücksinkt. Es bleibt nun noch übrig, das Wasser in dem großen Gefäße zu comprimiren, damit sich der Druck auf die Flüssigkeit im Piezometer fortpflanzt. An dem obern Ende des Glasgefäßes ist aber eine metallene Röhre *f* befestigt, in welcher sich ein Kolben *h* bewegt. Dieser Kolben befindet sich während der Füllung über der Seitenöffnung *i* der Röhre *f*. Das Wasser wird durch eine Röhre *g* eingegossen und die Luft entweicht durch die Oeffnung *i*. Wenn das Gefäß gefüllt ist, wird die Röhre *g* durch einen Hahn geschlossen und dann der Kolben *h* durch eine Schraube niedergedrückt, welche man mit Hülfe der Handhabe *k* umdreht. Man beobachtet nun zu gleicher Zeit das Manometer, welches die Größe des Drucks anzeigt, und den Index des Piezometers, um die entsprechende Volumenverminderung zu erhalten. Man würde auf diese Weise unmittelbar die Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeiten erhalten, wenn das Glas nicht selbst etwas zusammendrückbar wäre, dadurch aber wird noch eine Correction nöthig. Nach den Versuchen, die Colladon und Sturm über die Zusammendrückbarkeit des Glases anstellten, wird durch den Druck einer Atmosphäre der kubische Inhalt eines Glasgefäßes um 0,00000165 seines ursprünglichen Volumens verkleinert. Mit Berücksichtigung dieser Correction ergeben sich folgende Werthe für die Zusammendrückbarkeit verschiedener Flüssigkeiten.

N a m e n der F l ü s s i g k e i t e n	Zusammendrückbarkeit für den Druck einer Atmosphäre in Milliontheilen des ursprünglichen Volumens	
	Colladon und Sturm	Dersted
Quecksilber	3,38	2,65
Schwefelsäure	30,35	
Salpetersäure	30,55	
Schwefelkohlenstoff	31,65
Ammoniak	33,05	
Essigsäure	40,55	
Luftfreies Wasser	49,65	46,65
Salpeteräther	69	
Terpentinöl	71,35	
Salzsäureäther	84,25 für die 1. Atm.	
id.	80,60 " " 9. "	
Alkohol	94,95 " " 1. "	21,65
id.	91,85 " " 9. "	
id.	87,35 " " 24. "	
Schwefeläther bei 0°	131,35 " " 1. "	61,65
id.	120,45 " " 24. "	
id. bei 11°	148,35 " " 1. "	
id.	139,35 " " 24. "	

Man sieht, daß die Zahlen von Colladon und Sturm immer größer sind als die von Dersted. Beim Quecksilber und dem Wasser ist der Unterschied gering, beim Schwefeläther und dem Alkohol ist er jedoch sehr bedeutend. Diese beiden letzten Flüssigkeiten und der Salzsäureäther zeigen, daß die Zusammendrückbarkeit mit wachsendem Druck abnimmt. Endlich sieht man auch aus der Tabelle, daß der Schwefeläther bei 11° weit stärker zusammendrückbar ist als bei 0°.

Die bei dem Zusammendrücken der Flüssigkeiten frei werdende Wärme ist immer so unbedeutend, daß sie nicht mit Sicherheit beobachtet werden kann.

307 **Spannungselasticität.** Wenn die festen Körper in Form von Drähten oder Stäben in der Richtung ihrer Längachse durch allmählig wachsende Kräfte gezogen werden, so beobachtet man Folgendes. 1) Ihre Länge nimmt zu, ihr Durchmesser aber nimmt ab. 2) Sie kehren genau in ihre früheren Dimensionen zurück, wenn die ziehenden Kräfte zu wirken aufhören, ohne eine gewisse Gränze überschritten zu haben. 3) Ueber diese Gränze hinaus bleiben sie verlängert und dünner. 4) Für noch größere Kräfte zer-

reißen sie bald auf einmal ihrer ganzen Breite nach, bald allmählig, indem sie stets dünner und dünner werden.

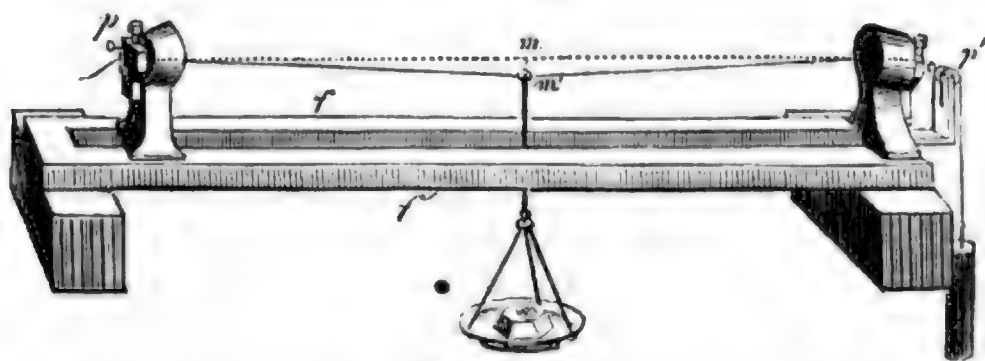
1) Es ist natürlich anzunehmen, daß das Volumen eines Körpers durch Ziehen ebenso vergrößert, wie durch eine Compression verkleinert wird. Dies hat *Eagniard La Tour* in der That beobachtet, indem er einen Kupferdraht auszog, welcher auf eine passende Weise der Länge nach in einer mit Wasser gefüllten Röhre befestigt war. *Poisson* hat bewiesen, daß, wenn die Länge durch Ziehen im Verhältniß von 1 zu $1 + a$ zunimmt, der Durchmesser im Verhältniß von 1 zu $1 - \frac{a}{4}$ kleiner wird. Wenn also v das ursprüngliche Volumen bezeichnet, so ist

$$v \left(1 + \frac{a}{2} \right)$$

das durch Ziehen vergrößerte Volumen, wenn man, wie es wohl wegen der Kleinheit von a geschehen kann, die höheren Potenzen dieser Größe vernachlässigt.

2) Um zu beweisen, daß Drähte und Stäbe von Metall innerhalb gewisser Gränzen vollkommen elastisch sind, und daß ihre Verlängerung den ziehenden Kräften proportional ist, hat man verschiedene Methoden in Anwendung gebracht. Wenn es sich um sehr biegsame Drähte handelt, so kann man den Apparat Fig. 580 anwenden, in welchem der Draht horizontal befestigt und durch ein bekannt-

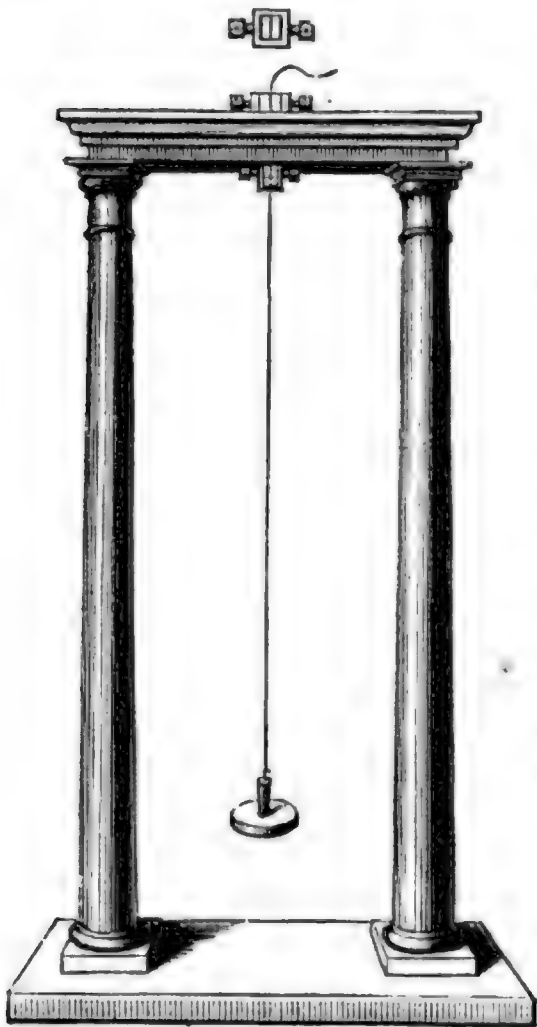
Fig. 580.



tes Gewicht angespannt wird. Wenn der Draht seine gehörige Spannung hat, wird er auch auf der Seite des Gewichtes eingeklemmt. In der Nähe wird nun das Kathetometer (l. Theil, Seite 224) aufgestellt und die Höhe des Drahtes gemessen. Alsdann wird in der Mitte des Drahtes eine Waagschale befestigt, die man nach und nach mehr mit Gewichten belastet. Man beobachtet nun aufs Neue die Höhe der Mitte des Drahtes und erhält so genau die Entfernung $m m'$. Da nun die Entfernung $p m$ und $m m'$ bekannt ist, so kann man leicht die Hypothenuse $p m'$ des rechtwinkligen Dreiecks $p m m'$ berechnen, und somit erhält man die Hälfte der Verlänge-

rung, nämlich $p m' - p m$, die Spannung des Fadens aber kann man
 aus den bekannten Regeln der Mechanik berechnen.

Fig. 581.



Wenn es sich darum handelt, diese Gesetze für stärkere Drähte zu beweisen, kann man den Apparat Fig. 581 anwenden. Die Drähte sind hier vertikal und an ihrem obern Ende befestigt, an ihrem untern hingegen sind sie mit Gewichten belastet. Die Verlängerung wird mit Hülfe des Kathetometers gemessen. Savart hat über diesen Gegenstand eine große Menge von Versuchen angestellt, welche einen Theil seiner Arbeit über die Longitudinalschwingungen der Stäbe ausmachen. Die folgende Tabelle ist seiner Abhandlung entnommen:

Namen der Körper	Totale Länge	Durchmesser	Spannende Gewichte						
			0 ^k	5 ^k	10 ^k	15 ^k	20 ^k	25 ^k	30 ^k
			Länge des gemessenen Theils						
	m	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
Kupfer . . .	1.3190	2.77	950.53	950.59	950.65	950.71	950.77	950.84	950.90
Kupfer . . .	1.3190	2.77	475.25	475.28	475.33	475.36	475.38	475.42	475.45
Kupfer . . .	1.3000	1.30	950.59	950.84	951.16	951.45	951.70	952.00	952.27
Messing . .	1.3165	2.90	950.82	950.90	950.97	951.04	951.12	951.20	951.27
Stahl . . .	1.3184	2.77	950.25	950.29	950.34	950.38	950.41	950.46	950.50
Eisen . . .	1.3150	2.90	950.50	950.54	950.57	950.60	950.62	950.65	950.68
Glas	0.976	3.817	936.69	936.76	936.83	936.91	936.96	937.04	937.12
Glas	0.939	4.073	937.04	937.12	937.16	937.22	937.27	937.34	937.29
Glas	0.980	7.55	937.39	937.40	937.43	937.45	937.46	937.48	937.50

Bei anderen Versuchen hatte Savart auf den Drähten von Decimeter zu Decimeter Merkzeichen angebracht, um die Verlängerung jeder einzelnen Unterabtheilung zu messen; auf diese Weise hat er gefunden, daß bei gleicher Spannung die gleichen Theile eines Drahtes nicht gleiche Verlängerung erleiden, woraus hervorgeht, daß in den dem Ansehen nach vollkommen homo-

genen festen Körpern doch verschiedene Arrangements der Theilchen stattfinden, welche verschiedenen Elasticitäten entsprechen.

3) Wenn die Drähte oder Stäbe über eine gewisse Gränze hinaus angespannt werden, so kehren sie nicht ganz wieder auf ihre ursprüngliche Länge zurück, wenn die Spannung aufhört; sie hören aber deshalb nicht auf elastisch zu seyn; dieser neue Zustand ist dem ursprünglichen analog, und sie kehren in denselben zurück, wenn sie wieder bis zu gewissen Gränzen angespannt werden.

4) Die Festigkeit der Körper ist der Widerstand, welchen sie dem Zerreißen entgegensetzen, wenn sie der Länge nach angespannt werden. Es sey s der Querschnitt eines Stabes in Quadratmillimetern ausgedrückt, k die Anzahl der Kilogramme, welche in der Richtung der Längsaxe ziehen müssen, um das Zerreißen zu bewirken, so ist $\frac{k}{s}$ die Gränze des Widerstandes, welchen jedes Quadratmillimeter des Querschnitts leistet. Diesen Quotienten nimmt man in der Regel zum Maafß der Festigkeit. Ein Körper hat also die doppelte Festigkeit, wenn für ihn der Quotient $\frac{k}{s}$ doppelt so groß ist als für einen andern.

Die folgende Tabelle giebt an, welches Gewicht nöthig ist, um einen Draht von 1^{mm} Querschnitt zu zerreißen.

Eisendraht	60 Kilogramm
Stabeisen	45 „
Stahl	30—40 „
Guß Eisen	14 „
Messingdraht	30—60 „
Kupfer	21 „
Glasstäbe oder Röhren	2,5 „
Blei	1,35 „

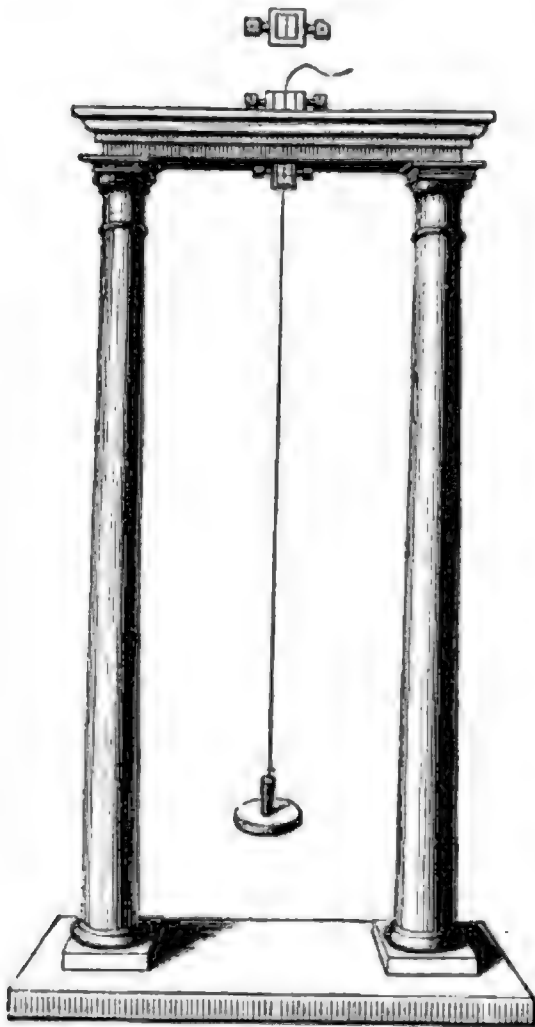
Torsionselasticität. Die Leichtigkeit, mit welcher Metalldrähte gewun- 308 den werden können, und die vollkommene Regelmäßigkeit, mit welcher sie von selbst in ihre ursprüngliche Lage zurückkehren, haben die Physiker auf mehrere höchst wichtige Entdeckungen geführt.

Coulomb hat diese Eigenschaft zuerst mit der Aufmerksamkeit beobachtet, welche sie verdient, und er hat auch zuerst davon die glücklichste Anwendung gemacht, indem er mit Hülfe der Drehwage die Grundgesetze der electrischen und magnetischen Anziehung und Abstoßung nachwies. Einige Jahre später gelangte Cavendish zu einem noch weit außerordentlichern Resultate, indem er die mittlere Dichtigkeit der Erde und mithin ihr Totalgewicht mit

Hülfe seiner Drehwage bestimmte, in welcher ebenfalls die Torsion des Silberfadens eine bedeutende Rolle spielt.

Die allgemeinen Gesetze der Torsionselasticität können auf dem Wege des Versuchs durch verschiedene Apparate nachgewiesen werden, die alle auf demselben Princip beruhen, deren Dimensionen aber je nach der Dicke der Drähte verschieden sind. Der Apparat Fig. 582 kann für Drähte ange-

Fig. 582.



wandt werden, welche fähig sind 100 bis 200 Kilogramm zu tragen. Das obere Ende des Drahtes wird fest eingeklemmt, das untere mit Gewichten beschwert. Mit Hülfe dieses Apparates können nun die folgenden Gesetze bewiesen werden:

1) Wenn man denselben Metallfaden mit verschiedenen Gewichten belastet, so kommt er gewöhnlich nicht in derselben Gleichgewichtslage zur Ruhe. Manchmal kann diese Variation bis zu einer halben, ja selbst bis zu einer ganzen Umdrehung wachsen. Eine Verbindung mehrerer Fäden zeigt dieselbe Erscheinung. Wenn man also z. B. eine Magnetnadel an einem gewöhnlichen Seidenfaden aufhängt, so muß man vorher die Gleichgewichtslage für diesen zusammengesetzten Faden ermitteln, indem man ein Gewicht anhängt, welches

dem Gewicht der anzuhängenden Nadel gleich ist; wollte man ein größeres oder kleineres Gewicht anhängen, so könnte dies einen merklichen Einfluß auf die täglichen Variationen ausüben.

2) Die Oscillationen des Fadens sind isochron, d. h. die Schwingungsdauer ist dieselbe, welches auch die Amplitude der Schwingungen seyn mag, vorausgesetzt, daß sie eine gewisse Gränze nicht überschreiten, welche von der Natur und der Länge des Fadens abhängt. Diese Gränze kann aber oft bis zu einer halben, ja bis zu einer ganzen Umdrehung sich erstrecken. In dem Folgenden ist jedoch immer nur von solchen Oscillationen die Rede, deren Amplitude klein genug ist, daß sie jedenfalls isochron sind.

Um das Gesetz des Isochronismus nachzuweisen, beschwert man den Faden mit einem Gewichte, welches groß genug ist ihn zu spannen, aber zu

klein, um ihn auszuziehen, und dreht dann das Gewicht um 50° , 100° , ja selbst um 180° , wobei man aber die Vorsicht gebrauchen muß, daß die Aze der Drehung mit der Aze des Fadens zusammenfällt. Alsdann überläßt man den Faden sich selbst. Um die Schwingungen deutlicher wahrnehmen zu können, ist an dem cylindrischen Gewichte ein Merkzeichen befestigt. Die Schwingungszeit wird mit Hülfe einer guten Sekundenuhr gemessen.

Aus den Gesetzen der Mechanik folgt, daß, wenn die Schwingungen isochron sind, alsdann auch die Torsionskraft, welche sie hervorbringt, dem Torsionswinkel proportional ist.

3) Die Schwingungsdauer ist der Quadratwurzel der spannenden Gewichte proportional. Dies Gesetz kann mit großer Genauigkeit für solche Drähte nachgewiesen werden, welche biegsam genug sind, um schon durch ein geringes Gewicht gespannt, und stark genug, um ein bedeutendes Gewicht zu tragen, ohne ausgezogen zu werden. Man kann alsdann zwischen diesen beiden Gränzen Gewichte anhängen, welche sich verhalten wie die Zahlen 1, 4, 9, 16, 25 u. s. w., und man wird dann sehen, daß die Dauer der entsprechenden Oscillationen sich verhält wie die Zahlen 1, 2, 3, 4, 5 u. s. w.

Aus den Principien der Mechanik läßt sich beweisen, daß dieses Gesetz nur dann bestehen kann, wenn die Torsionskraft für die verschiedenen Gewichte dieselbe bleibt.

4) Die Schwingungsdauer ist der Quadratwurzel aus der Länge der Drähte proportional, d. h. wenn man verschiedene Längen eines und desselben Fadens anwendet, welche sich verhalten wie die Zahlen 1, 4, 9, 16, 25 u. s. w., und das Gewicht ungeändert bleibt, so stehen die entsprechenden Schwingungszeiten im Verhältniß von 1 : 2 : 3 : 4 : 5 u. s. w.

Weil die Schwingungsdauer mit der Länge der Drähte wächst, so ist klar, daß die Torsionskraft sich vermindert, und die Theorie beweist, daß sie in demselben Verhältniß abnimmt, wie die Länge der Drähte wächst.

Man kann sich von dieser Wahrheit auch dadurch Rechenschaft geben, wenn man bedenkt, daß für denselben Torsionswinkel bei doppelter Länge des Drahtes die Verschiebung der Theilchen nur halb so groß ist, bei dreifacher Länge nur $\frac{1}{3}$, bei vierfacher $\frac{1}{4}$ u. s. w., und daß die Torsionskraft auf $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ u. s. w. reducirt werden muß, weil sie der Verschiebung der Theilchen proportional ist.

5) Die Schwingungsdauer steht im umgekehrten Verhältniß des Querschnitts der Drähte, d. h. wenn man der

Reihe nach Drähte von derselben Substanz und derselben Länge anwendet, deren Durchmesser sich wie $1 : 2 : 3 : 4$, oder deren Querschnitte sich wie $1 : 4 : 9 : 16$ verhalten, so verhält sich die entsprechende Schwingungsbauer wie $16 : 9 : 4 : 1$.

Man schließt daraus, daß die Torsionskräfte sich verhalten wie die vierten Potenzen der Durchmesser oder wie die Quadrate der Querschnitte, denn die Torsionskräfte verhalten sich umgekehrt wie die Quadrate der Schwingungszeit.

Fünftes Buch.

A k u s t i k

oder

die Lehre vom Schall.

Erstes Kapitel.

Von der Erzeugung des Schalls und seiner Fortpflanzung durch die atmosphärische Luft.

Der Schall ist eine eigenthümliche in der wägbaren Materie 309 hervorgebrachte Bewegung. Wenn man einen Schall und zugleich die Ursache wahrnimmt, welche ihn erzeugt, so beobachten wir häufig, daß die Ursache schon zu wirken aufgehört hat, ehe noch der Schall zu unserm Ohr gelangt ist: so wird man z. B., wenn in einiger Entfernung ein Gewehr losgeschossen wird, das Feuer eher sehen, als man den Knall hört; so sehen wir auch den Blitz weit eher, als wir den Donner hören. In einer Entfernung von 10 bis 12 Meter scheint noch das Licht und der Schall gleichzeitig unser Auge und unser Ohr zu treffen; in dem Maße aber, als die Entfernung zunimmt, wächst auch die Zeit, welche zwischen der Wahrnehmung des Lichtes und des Schalls verstreicht. Man kann daraus schließen, daß ein plötzlicher Schall, wie er etwa durch einen Stoß oder durch einen Schuß hervorgebracht wird, sich nach und nach von einem Orte zum andern fortpflanzt, daß es also eine Bewegung ist, durch welche unser Organ afficirt wird.

Welches aber ist die Substanz, in welcher sich diese Bewegung mit so außerordentlicher Geschwindigkeit fortpflanzt? Ist es die Luft selbst oder irgend eine andere Flüssigkeit? Diese dem Anschein nach sehr schwer zu entscheidende Frage kann durch folgenden Versuch auf entschiedene Weise gelöst werden.

In die Mitte des Tellers der Luftpumpe legt man ein kleines Rissen von Wolle oder Kattun, auf welches man ein Uhrwerk setzt, welches mit einem Glöckchen versehen ist und ausgelöst werden kann. Alsdann wird eine

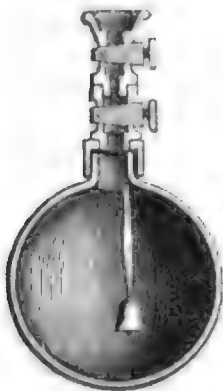
Glocke aufgesetzt, welche oben mit einer Lederbüchse versehen ist, durch welche ein Stäbchen hindurchgeht; das Stäbchen wird nun gedreht, um dadurch das Uhrwerk auszulösen. Augenblicklich beginnt die Uhr zu gehen, der Hammer schlägt in Zwischenräumen auf die Glocke, man hört aber nichts, wenn vorher die Glocke luftleer gemacht worden war. Läßt man nun die Luft allmählig wieder eintreten, so unterscheidet man alsbald den Ton, welcher stärker und stärker wird, wenn sich die Glocke mehr und mehr mit Luft füllt. Der Schall kann sich also nicht durch den leeren Raum fortpflanzen.

Der größte Lärm auf der Erde kann sich demnach nicht über die Gränzen unserer Atmosphäre verbreiten, dagegen kann aber auch von keinem andern Himmelskörper nur das mindeste Geräusch bis zu unsrer Erde dringen; die furchtbarsten Explosionen könnten auf dem Monde stattfinden, ohne daß wir davon etwas hören.

Saussure sagt, daß auf dem Gipfel des Montblanc ein Pistolenschuß weniger Geräusch macht, als wenn man in der Ebene ein kleines Kanönschen losschießt, und Gay-Lussac fand, mit seinem Ballon in einer Höhe von 700 Metern, also in einer sehr verdünnten Luft schwebend, daß die Intensität seiner Stimme ungemein abgenommen hatte.

Nicht in der Luft allein, sondern in allen Gasen und Dämpfen kann sich der Schall verbreiten. Um sich davon zu überzeugen, hängt man in einem großen Ballon ein Glöckchen an ungedrehten Hanffäden auf (Fig. 583).

Fig. 583.



Macht man den Ballon luftleer, so hört man das Glöckchen nicht mehr, so bald man aber einige Tropfen einer flüchtigen Flüssigkeit, etwa Aether, in den Ballon bringt, bilden sich augenblicklich Dämpfe, und der Ton wird wieder hörbar.

Im Wasser pflanzt sich der Schall sehr gut fort, die Taucher hören, was am Ufer gesprochen wird, und am Ufer hört man deutlich, wenn in großen Tiefen zwei Steine an einander geschlagen werden.

Die festen Körper endlich können den Schall nicht allein erzeugen, sonder auch fortpflanzen. Wenn man dem einen Ende eines 20 bis 25 Meter langen Balkens das Ohr nähert, so hört man deutlich, wenn am andern Ende nur schwach angeklopft wird, wenngleich das Geräusch in der Luft so schwach ist, daß es selbst der kaum hört, welcher es hervorgebracht hat.

310 Die Bewegung, welche der Schall erzeugt, ist eine Vibrationsbewegung. Die meisten tönenden Körper machen merkliche Oscillationen, so lange sie die Töne erzeugen. Man sieht dies besonders deutlich bei den Saiten einer Violine, einer Harfe, einer Guitarre und ähnlicher Instrumente. Freilich sind die Oscillationen viel zu schnell, als daß man sie zählen

kann, das Auge nimmt sie aber doch wahr, man sieht die Gränzen der Excursionen, welche die Saite macht, und glaubt sie gleichzeitig in allen Zwischenlagen zu sehen, ohngefähr so, wie man einen feurigen Kreis sieht, wenn man eine glühende Kohle rasch im Kreise herumdreht.

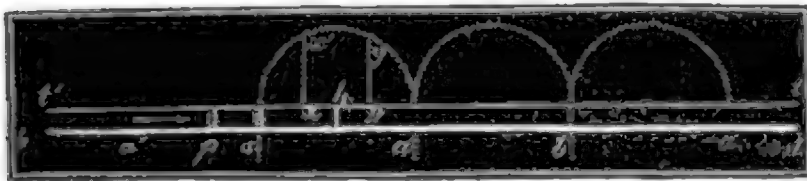
In den Glocken finden ähnliche Vibrationen Statt. Man kann sich von dem Vorhandenseyn der Vibrationen auch dadurch überzeugen, daß man den schallenden Körper leise mit dem Finger berührt, man fühlt dann ein Zittern, welches die Entstehung des Tons immer begleitet, sobald man aber einen etwas stärkern Druck ausübt, hört die Bewegung auf und der Ton erlischt.

Es giebt Instrumente, wie die Flöte, die Pfeife u. s. w., welche eine Ausnahme von diesem allgemeinen Grundsatz zu machen scheinen, denn kein Theil dieser Instrumente scheint Schwingungen zu machen; doch werden wir bald sehen, daß, wenn auch der feste Stoff, aus dem sie gemacht sind, nicht merklich vibriert, dennoch ein vibrierender Körper vorhanden ist, nämlich die eingeschlossene Luft. Der Grundsatz ist also allgemein wahr, und wir werden sogleich sehen, daß die Luft, welche den Schall fortpflanzt, gerade so vibriert, wie der tönende Körper selbst.

Jede Vibration eines tönenden Körpers erregt in der Luft eine Undulation von bestimmter Länge. Dieser Satz ist einer der wichtigsten, aber auch einer der schwierigsten in der ganzen Akustik: wir müssen aber vor allen Dingen darauf ausgehen ihn klar zu machen.

Denken wir uns eine horizontale Röhre $t\ t'$, Fig. 584, beiseilshalber 10000 Fuß lang und 1

Fig. 584.



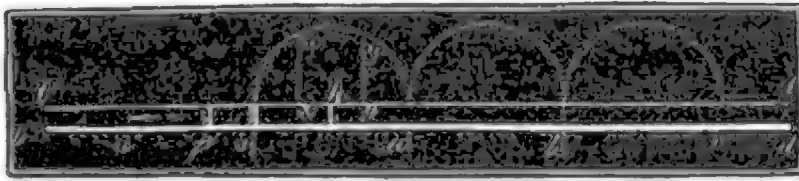
Fuß im Durchmesser. Die Luft, welche diese Röhre anfüllt, habe überall dieselbe Dichtigkeit und dieselbe Temperatur; ein Kolben p , welcher vollkommen an die

Wände anschließt, mag in einer Sekunde eine Oscillation zwischen den beiden Gränzstellungen p und s vollenden, welche 1 Fuß weit von einander entfernt sind.

Während Alles in Ruhe ist, beginnt der Kolben sich gegen s hin zu bewegen. Durch diese Bewegung wird die Luft in der Röhre auf eine bestimmte Weise modificirt, und um diese Modification besser zu studiren, wollen wir zunächst den Moment ins Auge fassen, in welchem der Kolben gerade in s ankommt. Wenn die Luftsäule sich wie ein fester, vollkommen harter Körper verhielte, so ist klar, daß die ganze Säule fortgeschoben würde, wenn das eine Ende fortgedrückt wird; durch die Bewegung des Kolbens würde also das eine Ende der Luftsäule aus der Röhre herausgetrieben; es

giebt aber keinen vollkommen harten Körper, und gerade die Luft ist sehr elastisch, wenn also der Kolben ein Ende der Luftsäule vor sich her treibt, so kann das andere Ende nicht sogleich dieser Bewegung folgen, es ist eine namhafte Zeit nöthig, damit sich die Bewegung bis ans andere Ende fortpflanzt, und da wir die Röhre sehr lang angenommen haben, so können wir sicher seyn, daß noch kein Lufttheilchen aus dem offenen Ende t der Röhre austritt, während sich der Kolben von p nach s bewegt. Die Luft in der Röhre ist also rechts vom Kolben comprimirt. Es ist aber auch klar, daß sie nicht der ganzen Länge der Röhre nach gleichförmig comprimirt seyn kann, denn während der Sekunde, welche der Kolben braucht, um von p nach s zu gelangen, kann sich die Compression nur bis auf eine

Fig. 585.



bestimmte Entfernung, $s a$, die wir mit e bezeichnen wollen, fortpflanzen. Dieser Theil $a s$ der Luftsäule, dessen Dichtigkeit während der Bewegung des Kolbens modificirt wird, heißt eine

Undulation und die Länge von a bis s heißt die Wellenlänge.

Untersuchen wir nun, wie die Luft in den verschiedenen Theilen der Welle modificirt ist; denken wir uns zu diesem Zweck Ebenen parallel mit dem Kolben, welche die Luftsäule in kleine Schichten von gleicher Dicke theilen; um nun zu wissen, was mit der ganzen Luftmasse der Welle geschieht, braucht man nur zu wissen, was mit einem Molekül einer jeden Schicht vor sich geht. Da nun alle zwischen p und a befindliche Luft nun zwischen s und a zusammengedrückt ist, so müssen in jeder Schicht folgende Wirkungen hervorgebracht worden seyn: 1) sind sie comprimirt und 2) haben sie eine gewisse Geschwindigkeit erhalten, vermöge deren sie ein Bestreben haben, sich von dem Kolben zu entfernen.

Es ist klar, daß sich nicht alle Schichten derselben Welle in demselben Zustand befinden können; die letzte Schicht z. B., welche sich in a befindet, kann nur eine sehr geringe Geschwindigkeit haben und auch nur sehr wenig comprimirt seyn, weil die Bewegung erst hier ankommt. Die erste Schicht aber, welche sich in s befindet, ist schon wieder zur Ruhe gekommen, da wir ja die Erscheinung in dem Augenblick betrachten, in welchem der Kolben zur Ruhe kommt; dagegen haben die Schichten, welche in der Mitte der Welle liegen, zugleich die größte Geschwindigkeit und die größte Dichtigkeit. Von der Mitte der Welle gegen die Enden s und a hin nimmt die Geschwindigkeit der Moleküle und die Dichtigkeit der Schichten ab.

Man kann die Bewegungen, welche eine Welle von ihrem Anfang bis zu ihrem Ende charakterisiren, auf eine in die Augen fallende Weise graphisch

darstellen, man braucht nur auf der Linie $s a$, welche die Länge der Welle repräsentirt, Perpendikel zu errichten, deren Höhe man der Compression der entsprechenden Schichten proportional macht. Die oberen Endpunkte dieser Perpendikel bilden eine Linie, deren Krümmung genau das Gesetz der Compression der auf einander folgenden Schichten darstellt. In s ist die Höhe des Perpendikels gleich Null, weil hier auch die Compression Null ist, und ebenso verhält es sich in a . In der Mitte zwischen s und a hat die Kurve ein Maximum.

Nachdem wir nun die Modificationen untersucht haben, welche der Kolben der Luftsäule dadurch mittheilt, daß er sich in einer Secunde von p nach s bewegt, wollen wir nun sehen, was in den folgenden Zeittheilchen vor sich geht, wenn der Kolben in s stehen bleibt. Die zwischen s und a comprimirt Luft kann nicht in diesem Zustand bleiben, denn da die Röhre bei t offen ist, so muß nach einiger Zeit nothwendig die überschüssige Luft ausgetreten seyn, wenn die ganze Luftsäule wieder in Ruhe gekommen ist. In der Mechanik wird aber bewiesen, daß die Compression und die Geschwindigkeit sich nach und nach auf folgende Weise fortpflanzen: Im ersten Augenblick der zweiten Sekunde gelangt die Schicht am Kolben s zur Ruhe und die erste Schicht rechts von a beginnt ihre Bewegung, im zweiten Moment kommt die zweite Schicht rechts von s zur Ruhe, während die zweite Schicht rechts von a sich zu bewegen anfängt u. s. w., so daß am Ende der zweiten Sekunde die ganze Luftsäule zwischen s und a in Ruhe ist, während sich nun die Luftsäule zwischen a und b in demselben Zustand befindet, in welchem die Luftsäule $s a$ in der ersten Sekunde war; auf diese Weise schreitet die Undulation fort, indem die Länge der comprimirt Luftsäule stets dieselbe bleibt.

Eine Welle, in welcher alle Schichten comprimirt sind, heißt eine verdichtete Welle.

Es ist leicht einzusehen, daß, während der Kolben von p nach s sich bewegt, links vom Kolben die entgegengesetzten Erscheinungen eintreten müssen. In der That, da der Luftsäule hier ein vergrößerter Raum geboten wird, so müssen die Luftschichten der Reihe nach der Bewegung des Kolbens folgen, und es muß also eine Verdünnung entstehen. Am Ende der ersten Sekunde, wenn der Kolben in s angekommen ist, wird die Verdünnung bis a' fortgeschritten seyn. Die auf diese Weise entstehenden Wellen heißen verdünnte Wellen, ihre Länge ist der der verdichteten Wellen vollkommen gleich, in den Punkten s und a' ist die Verdünnung Null, in der Mitte zwischen denselben ist sie ein Maximum: die Bewegung der einzelnen Luftschichten ist gegen den Kolben hin gerichtet. Diese verdünnte Welle schreitet ebenso fort, wie die verdichtete auf der andern Seite, indem sie

überall dieselbe Länge behält und dieselbe Aufeinanderfolge von Geschwindigkeiten und Verdünnungen.

Diese Betrachtungen machen es jetzt schon möglich, auf die Principien einzugehen, auf welchen die Wahrnehmung des Schalls durch unser Gehörorgan beruht, denn wenn wir uns an irgend einer Stelle der Röhre, etwa in h , eine Schicht denken, so wird sie der Reihe nach alle die Modificationen erleiden, welche die Welle $s a$ bilden, weil sie ja der Reihe nach die 1ste, 2te, 3te . . . und endlich die letzte Schicht dieser Welle wird, und wenn wir uns nun an dieser Stelle ein sehr feines elastisches Häutchen angebracht denken, so muß es nach und nach allen den Impulsen folgen, welche die Lufttheilchen in Bewegung setzen; dies findet aber gerade so beim Trommelfell Statt, welches den Gehörgang schließt. Man begreift also, wie dieses so leicht bewegliche Häutchen alle Modificationen einer Schallwelle gleichsam empfangen und fortpflanzen kann.

Wenn der Kolben, nachdem er eben in s zur Ruhe gekommen ist, mit derselben Geschwindigkeit nach p zurückkehrt, so wird dadurch rechts von s eine verdünnte Welle erzeugt, welche der ersten verdichteten nachfolgt, so daß am Ende der zweiten Sekunde die verdichtete Welle zwischen $a b$, eine verdünnte aber zwischen a und s sich befindet, auf der andern Seite wird zwischen a' und b' eine verdünnte, zwischen a' und s eine verdichtete Welle sich befinden. Ein abermaliges Hin- und Hergehen des Kolbens erzeugt ähnliche Wellen, welche den ersten folgen u. s. w. Auf solche Weise wird nicht ein plötzliches Geräusch, sondern ein continuirlicher Ton erzeugt.

312 Höhe und Tiefe der Töne. Der Unterschied zwischen hohen und tiefen Tönen ist so auffallend für unsere Organe, daß man schon im Voraus überzeugt ist, daß sie verschiedenen physikalischen Modificationen der Luft entsprechen, welche sie zu unserm Ohre fortpflanzt. Wir werden später durch directe Versuche zeigen, daß der tiefste Ton der Orgel einer Wellenlänge von 32 Fuß, der höchste musikalische Ton aber nur einer Wellenlänge von ohngefähr 18 Linien entspricht. Zwischen diesen beiden Gränzen liegen die Wellenlängen der übrigen Töne. Zwei Töne sind im Einklang, sie sind unisono, wenn sie gleiche Wellenlängen haben, welches auch ihre Intensität sei.

313 Die Intensität der Töne kann nicht von der Wellenlänge abhängen, sie hängt vielmehr von dem größern oder geringern Grade der Compression, von der größern oder geringern Geschwindigkeit ab, welche den Lufttheilchen durch den schallenden Körper mitgetheilt werden. Eine Bassseite kann mit dem durchdringenden Ton einer Trompete im Einklang seyn, d. h. ihre Wellen haben gleiche Längen, aber die durch die Trompete erschütterten Lufttheilchen haben eine weit größere Vibrationsamplitude.

314 Der Klang der Töne ist weit schwieriger zu charakterisiren als die Intensität; die Physiker sind auch selbst über diesen Punkt noch nicht ganz

einig, es ist aber sehr wahrscheinlich, daß der Klang von der Ordnung abhängt, in welcher sich die Geschwindigkeiten und die Veränderungen der Dichtigkeit in den verschiedenen zwischen den beiden Enden der Welle liegenden Luftschichten folgen, und daß in vielen Fällen die verdichteten und verdünnten Theile der Welle unsymmetrisch seyn können.

Geschwindigkeit des Schalls. Alle Töne, welches auch ihre Höhe oder Tiefe, ihre Intensität und ihr Klang seyn mag, verbreiten sich in der Luft mit gleicher Geschwindigkeit, denn wenn verschiedene Beobachter in verschiedenen Entfernungen dasselbe Concert anhören, so hören sie genau denselben Tact, dieselbe Harmonie. Wenn etwa die tiefen Töne den hohen voraneilten, so würde bald aller Tact aufhören, und was in einer Entfernung von 10 Schritten eine Harmonie ist, würde in einer Entfernung von 100 Schritten die unerträglichste Kakophonie seyn.

Man hat an verschiedenen Orten Versuche angestellt, um die Geschwindigkeit des Schalls in der Luft genau zu bestimmen; wir wollen hier nur die anführen, welche im Jahre 1822 bei Paris durch das Bureau des longitudes ausgeführt worden sind.

Die beiden Stationen, welche man gewählt hatte, waren Villejuif und Montlhery. Zu Villejuif ließ der Capitain Boscary an einem etwas erhabenen Orte einen Sechspfunder mit Ladungen von 2 bis 3 Pfund Pulver aufstellen. Die um diese Kanone aufgestellten Beobachter waren Prony, Arago und Mathieu. Zu Montlhery ließ der Capitain Pernetty eine Kanone von gleichem Caliber mit gleichen Ladungen aufstellen, und hier waren Humboldt, Gay-Lussac und Bouvard die Beobachter. Die Versuche wurden in der Nacht vom 21. auf den 22. Juni 1822 gemacht und begannen um 11 Uhr Abends. Von Villejuif aus sah man deutlich das Feuer der Explosion zu Montlhery und umgekehrt. Der Himmel war heiter und die Luft ruhig.

Man war übereingekommen, daß an jedem der beiden Orte 12 Schüsse von 10 zu 10 Minuten abgefeuert werden sollten und daß man damit auf der Station zu Montlhery 5 Minuten früher anfangen sollte als zu Villejuif, so daß ein Beobachter, welcher gerade in der Mitte zwischen beiden Kanonen aufgestellt gewesen wäre, alle 5 Minuten einen Schuß gehört hätte, von denen der erste von Montlhery kam, der zweite von Villejuif, der dritte wieder von Montlhery u. s. w. Auf diese Weise konnte man ermitteln, ob die Windrichtung einen Einfluß auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls habe.

Die Beobachter zu Villejuif hörten vollkommen gut alle Schüsse von Montlhery, jeder von ihnen beobachtete auf seinem Chronometer die Zeit, welche von dem Moment der Lichterscheinung an bis zur Ankunft des

Schalls verging. Die größte Differenz zwischen den Resultaten der drei Beobachter bei einem und demselben Versuch überstieg nicht $\frac{3}{10}$ bis $\frac{4}{10}$ Sekunden. Die längste beobachtete Zeit war 55, die kürzeste 54,7, das Mittel 54,84 Sekunden.

Zu Montlhery konnte man nur 7 von den 12 Schüssen von Villejuif hören, und von diesen 7 wurde auch nicht ein einziger von den drei Beobachtern zugleich gehört; doch stimmen die Resultate ziemlich gut überein. Die längste Zeit war 54,9, die kürzeste 53,9, das Mittel 54,43 Sekunden.

Man kann demnach als Mittel für die Zeit, welche der Schall brauchte, um sich von einer Station bis zur andern fortzupflanzen, 54,6 Sekunden annehmen.

Es blieb nun noch übrig, die Entfernung der beiden Stationen genau zu ermitteln; Arago wurde damit beauftragt, und indem er sich auf die Triangulation der Gradmessung stützte, fand er, daß die beiden Kanonen in einer Entfernung von 9549,6 Toisen aufgestellt gewesen waren.

Dividirt man diese Länge durch 54,6, so findet man 174,9 Toisen oder 340,88 Meter für den Weg, den der Schall in einer Sekunde zurücklegte. Die Temperatur der Luft war 16° , das Barometer zu Villejuif stand auf 756,5 Millimeter und das Saussure'sche Hygrometer auf 78° .

Reducirt man diese Entfernung durch eine Rechnung, von der alsbald die Rede seyn wird, so findet man, daß die Geschwindigkeit des Schalls bei 10° Grad 337,28 Meter, bei 0° aber 331,12^m seyn würde.

Zweites Kapitel.

Numerische Bestimmung der Töne.

- 316 **Allgemeine Gesetze der Schwingungen der Saiten und der Töne, welche sie hervorbringen.** Eine auf irgend einem Instrument aufgespannte Saite schwingt viel zu rasch, als daß man die Schwingungen zählen könnte, jedoch kann man sehr gut zwei sehr merkwürdige Erscheinungen beobachten; der Ton wird nämlich höher, wenn man die Saite verkürzt oder ihr eine stärkere Spannung giebt, dabei aber nimmt auch die Geschwindigkeit der Oscillationen auf eine merkliche Weise zu. Es besteht also ein Zusammenhang zwischen dem Ton einer Saite, ihrer Länge, ihrer Spannung und der Geschwindigkeit der Vibrationen. Dieser Zusammenhang kann aber nur mit Hülfe des Calculs nachgewiesen werden, er bildet den Gegenstand des Problems der schwingenden Saiten, welches zuerst von Taylor (Methodus incrementorum a. 1716) theilweise gelöst

wurde. Dieses Problem veranlaßte ein halbes Jahrhundert lang die lebhaftesten Discussionen zwischen den ersten Mathematikern. J. Bernouilli, D'Alembert, Euler und Daniel Bernouilli hatten viel darüber geschrieben, als Lagrange im Jahr 1759, fast zu Anfang seiner wissenschaftlichen Laufbahn, alle Schwierigkeiten hob und den Discussionen ein Ende machte.

Folgendes sind die Resultate, zu welchen er gelangte und welche die Gesetze der Schwingungen der Saiten enthalten.

1) Die Schwingungszahl einer Saite verhält sich umgekehrt wie ihre Länge, d. h. wenn eine Saite auf irgend ein Instrument, wie eine Violine, eine Guitarre u. s. w., aufgespannt ist, in einer gegebenen Zeit eine bestimmte Anzahl von Schwingungen macht, so macht sie in derselben Zeit 2mal, 3mal, 4mal u. s. w. soviel Schwingungen, wenn man bei unveränderter Spannung nur $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ u. s. w. der ganzen Länge schwingen läßt; sie würde $\frac{3}{2}$, $\frac{4}{3}$, $\frac{5}{4}$ mal so schnell schwingen, wenn man nur $\frac{2}{3}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{4}{5}$ der ganzen Länge schwingen ließe.

2) Die Zahl der Schwingungen einer Saite ist der Quadratwurzel aus den spannenden Gewichten proportional, d. h. wenn das Gewicht, welches die Saite spannt, 4, 9, 16mal so groß gemacht wird, während ihre Länge unverändert bleibt, so wird die Geschwindigkeit der Schwingungen 2, 3, 4mal so groß.

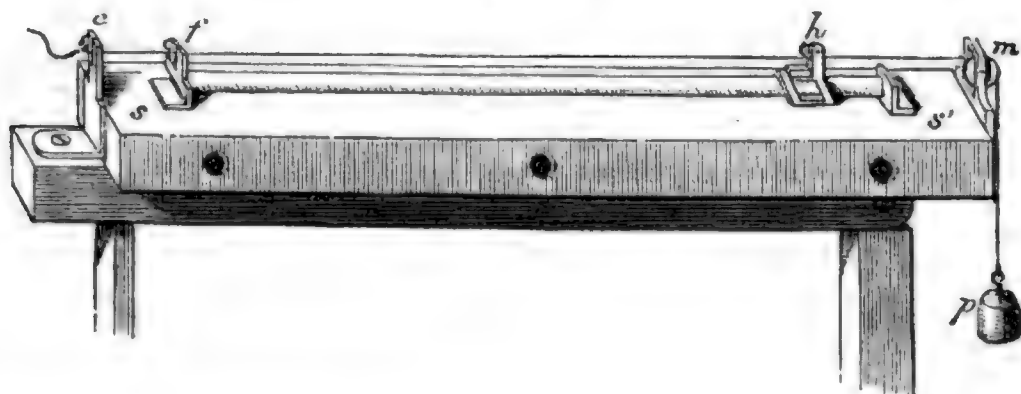
3) Die Schwingungszahlen verschiedener Saiten derselben Materie verhalten sich umgekehrt wie ihre Dicke. Wenn man z. B. zwei Stahlsaiten von gleicher Länge nimmt, deren Durchmesser sich wie 1 zu 2 verhalten, so wird die dünnere bei gleicher Spannung in derselben Zeit doppelt so viel Schwingungen machen als die dickere. Für Darmsaiten ist dieses Gesetz wohl nicht immer genau wahr, weil sie nicht immer absolut genau aus derselben Materie gemacht sind.

4) Die Schwingungszahlen von Saiten verschiedener Materien verhalten sich umgekehrt wie die Quadratwurzeln ihrer Dichtigkeit. Wenn z. B. eine Saite von Kupfer, deren Dichtigkeit 9 ist, und eine Darmsaite, deren Dichtigkeit 1 ist, gleiche Länge und gleichen Durchmesser haben, und wenn beide durch gleiche Gewichte gespannt sind, so schwingt die Kupfersaite dreimal langsamer als die Darmsaite.

Es versteht sich von selbst, daß diese Gesetze nur für solche Saiten gelten, die ihrer ganzen Länge und Dicke nach homogen sind, daß sie also nicht auf Darmsaiten, welche mit Metallfäden übersponnen sind, angewendet werden können. Die metallische Hülle ist hier eine träge Masse, welche durch die Elasticität der Saite in Bewegung gesetzt werden muß und welche also die Schwingungsdauer vergrößert.

Sind diese Grundsätze einmal festgesetzt, so ist es leicht, alle Töne durch Zahlen auszudrücken. Man bedient sich zu diesem Zwecke eines Instrumentes, welches reine Töne giebt und welches erlaubt, die Länge der Saiten mit Genauigkeit zu messen. Dieses Instrument heißt *Monochord*. Fig. 586

Fig. 586.



stellt ein solches Monochord vor, wie es *Savart* construirt hat; man kann eine Darmsaite oder eine Metallsaite aufspannen, um zu zeigen, daß beide denselben Gesetzen folgen. Die Saite ist bei *c* eingezwängt und geht bei *f* und *h* über eine Art von Steg, dann über eine Rolle *m* weg und ist endlich mit einem Gewichte *p* belastet. Der bewegliche Steg *h* kann an der Saite hin verschoben werden, ohne sie zu berühren; man stellt ihn an einer beliebigen Stelle fest und kann dann die Saite mit einer Pressschraube einklemmen. Später werden wir sehen, daß der hohle Kasten *s s'* dient, um den Ton zu verstärken. Nehmen wir nun an, die Saite sey hinlänglich gespannt, um frei schwingend einen vollen und reinen Ton zu geben, den wir als Ausgangspunkt für *c* annehmen, so kann man durch Verschieben des beweglichen Steges es dahin bringen, daß die Saite der Reihe nach die Töne *d*, *e*, *f*, *g*, *a*, *h*, *c* giebt. Bezeichnen wir die Länge der Saite, welche den Grundton *c* giebt, mit 1, so ergeben sich für die anderen Töne folgende Saitenlängen:

Namen der Töne	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>a</i>	<i>h</i>	<i>c</i>
Entsprechende Saitenlängen . .	1	$\frac{8}{9}$	$\frac{4}{5}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{3}{5}$	$\frac{8}{15}$	$\frac{1}{2}$

Da sich aber die Schwingungszahlen der Saiten umgekehrt wie die Längen verhalten, so stehen die Schwingungszahlen dieser Töne in folgendem Verhältniß:

Namen der Töne	<i>c</i>	<i>d</i>	<i>e</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>a</i>	<i>h</i>	<i>c</i>
Verhältniß der Schwingungszahlen	1	$\frac{9}{8}$	$\frac{5}{4}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{3}$	$\frac{15}{8}$	2

Der Intervall von *c* bis *d* heißt bekanntlich die *Secunde*, von *c* bis *e* die *Terz*, von *c* bis *f* die *Quart*, von *c* bis *g* die *Quinte*, von *c* bis *a* die *Sextime*, von *c* bis *h* die *Septime* und von *c* bis *c* die

Octave. Die Octave eines Tones macht also in gleicher Zeit doppelt so viel Schwingungen als der Grundton. Während ein Ton 4 Schwingungen macht, macht seine Terz deren 5; auf 2 Schwingungen eines Tones kommen allemal 3 Schwingungen seiner Quinte u. s. w. Diese Verhältnisse sind unveränderlich; während also d $\frac{9}{8}$ Schwingungen macht, vollendet die Octave von d $\frac{9}{8} \cdot 2 = \frac{9}{4}$ und die nächst tiefere Octave $\frac{9}{8} : 2 = \frac{9}{16}$ Schwingungen; die Terz von diesem d macht $\frac{9}{8} \times \frac{5}{4} = \frac{45}{32}$, seine Quinte aber $\frac{9}{8} \times \frac{3}{4} = \frac{27}{32}$ u. s. w.; ferner ist g die Quart von d , weil $\frac{3}{2}$ sich zu $\frac{9}{8}$ verhält wie 4 zu 3. Das a ist aber nicht die Quinte von d , denn die Schwingungszahlen dieser beiden Töne verhalten sich wie $\frac{5}{3}$ zu $\frac{9}{8}$ oder wie 40 zu 27, was von dem Verhältniß der Quinte, nämlich 3 zu 2 abweicht.

Die erste, zweite, dritte, vierte u. s. w. Octave eines Tons macht in derselben Zeit 2mal, 4mal, 8mal, 16mal u. s. w.; die erste, zweite, dritte, vierte Octave nach unten aber macht $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{8}$, $\frac{1}{16}$ mal so viel Schwingungen.

Es sind dies nicht die einzigen Töne, welche in der Musik angewendet werden, es kommen nämlich auch noch die sogenannten halben Töne vor, und zwar erhöhte und vertiefte halbe Töne. Die Schwingungszahl der erhöhten halben Töne, cis , dis , fis u. s. w., verhält sich zur Schwingungszahl ihres Grundtons wie 25 zu 24, d. h. cis , dis , fis u. s. w. machen 25 Schwingungen, während c , d , f u. s. w. 24 machen. Die Schwingungszahl der vertieften halben Töne ist dagegen $\frac{24}{25}$ von der ihres Grundtons, es macht also des , es , ges , as u. s. w. 24 Schwingungen, während d , e , g , a u. s. w. ihrer 25 machen.

Wenn zwei Töne der vollkommenen Gleichheit so nahe sind, daß 81 Schwingungen des einen auf 80 Schwingungen des andern gehen, so wird dieses Intervall ein *Komma* genannt; ein sehr geübtes Ohr kann einen solchen Unterschied noch wahrnehmen.

Wenn man mit einem Ton zugleich seine Octave, seine Quinte oder seine Terz tönen läßt, so bilden sie eine *Consonanz* oder einen *Accord*; die Secunde und die Septime bilden aber mit ihrem Grundton eine *Dissonanz*.

Die *harmonischen Töne* sind diejenigen, deren Schwingungszahlen sich wie die Reihe der Zahlen 1, 2, 3, 4, 5 u. s. w. folgen, also der Grundton, seine erste Octave, die Quinte der ersten Octave, die zweite Octave und die Terz der zweiten Octave u. s. w. Diese Töne bilden nie eine Dissonanz, weshalb man sie auch schon seit langer Zeit harmonische Töne nennt. Merkwürdig ist aber die gleichzeitige Existenz dieser Töne in den Schwingungen derselben Saite. In der That, wenn man mit dem Fiedelbogen die Saite einer Violine oder eines Violincello's anstreicht, so hört man nicht allein den Grundton dieser Saite, den sie hervorbringt, wenn sie ihrer

ganzen Länge nach schwingt, sondern man hört auch seine harmonischen Töne bis zum 5ten, ja Einige behaupten, noch den 6ten Ton hören zu können. Diese Erscheinung findet ihre Erklärung in einem Versuch, welcher von *Sauveur* herrührt. Man stellt den beweglichen Steg unter die Mitte der Saite des Monochords und drückt sie mit dem Finger ganz leicht an, während man sie mit dem Fiedelbogen nahe an den festen Steg anstreicht, um die eine Hälfte der Saite in Schwingungen zu versetzen. Die angestrichene Hälfte schwingt nun merklich, allein die andere Hälfte schwingt auch sehr merklich, und um sich noch besser davon zu überzeugen, setzt man kleine Papierreuter auf, welche alsbald durch die Vibrationen der Saite weggeschleudert werden. Die Gestalt, welche in diesem Falle die Saite annimmt, ist Fig. 587 dargestellt. Setzt man alsdann den Steg ans Ende

Fig. 587.



Fig. 588.



des ersten Drittels der Saite, so werden die beiden anderen Drittel auch in Schwingungen gerathen, wenn man das erste Drittel mit dem Fiedelbogen anstreicht (Fig. 588); jedes der beiden letzten Drittel

schwingt aber für sich, indem der Punkt *n*, welcher das zweite Drittel der Saite vom dritten abtheilt, fest bleibt, obgleich er frei ist. Man kann sich davon überzeugen, wenn man kleine Papierreuter bei *v*, *n* und bei *v'* aufsetzt; die bei *v* und *v'* werden weggeschleudert, während der bei *n* fest sitzen bleibt. Der Punkt *n* wird *Knotenpunkt*, die Punkte *v* und *v'* werden *Bäuche* genannt.

Dieser Versuch gelingt auch noch, wenn man den beweglichen Steg ans Ende des ersten Viertels, Fünftels, Sechstels der Saite setzt; es bilden sich alsdann 2, 3, 4 Knoten, auf welchen die Papierstückchen sitzen bleiben, während sie von den dazwischen liegenden Bäuchen weggeschleudert werden.

Sauveur schließt, auf diese merkwürdige Thatsache gestützt, daß eine frei schwingende Saite nicht allein ihrer ganzen Länge nach, sondern daß auch jede Hälfte, jedes Drittel, jedes Viertel außerdem noch für sich schwingt

Fig. 589.

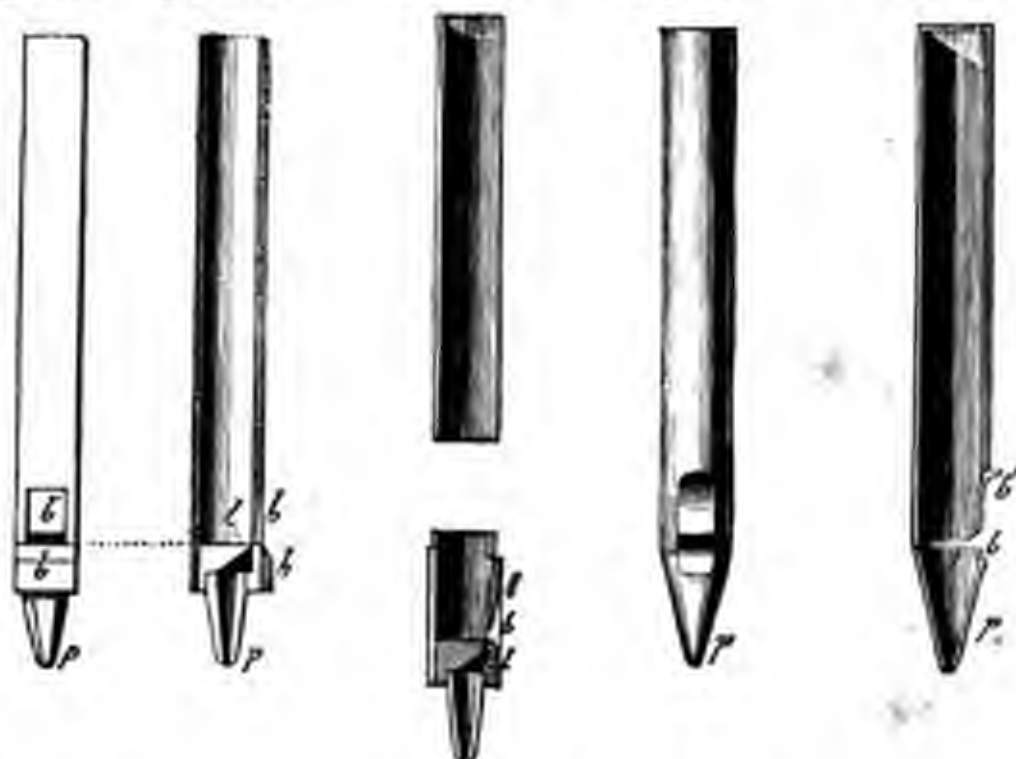


und den Ton erzeugt, welcher dieser Länge entspricht. In der That, wenn die Mitte der Saite zwischen *h* und *h'* (Fig. 589) os-

cillirt, so hindert das nicht, daß jede Hälfte noch für sich schwingt, als ob die Mitte fest wäre, und ebenso verhält es sich mit den anderen Knotenpunkten, welche jedem Drittel, jedem Viertel u. s. w. entsprechen.

Gesetze der Vibrationen cylindrischer Röhren. Die Röhren, wie 317 man sie bei den Orgeln anwendet, sind in der Regel eingerichtet, wie eine Pfeife oder ein Flageolet. Man unterscheidet an ihnen den Fuß, welcher den Wind giebt, den Mund, welcher sprechen macht, und die Röhre, welche die Luftsäule enthält, deren Schwingungen den Ton geben. Der Fuß der Orgelpfeifen (Fig. 590 bis 594) ist hohl, und von dieser Höhlung

Fig. 590. Fig. 591. Fig. 592. Fig. 593. Fig. 594.



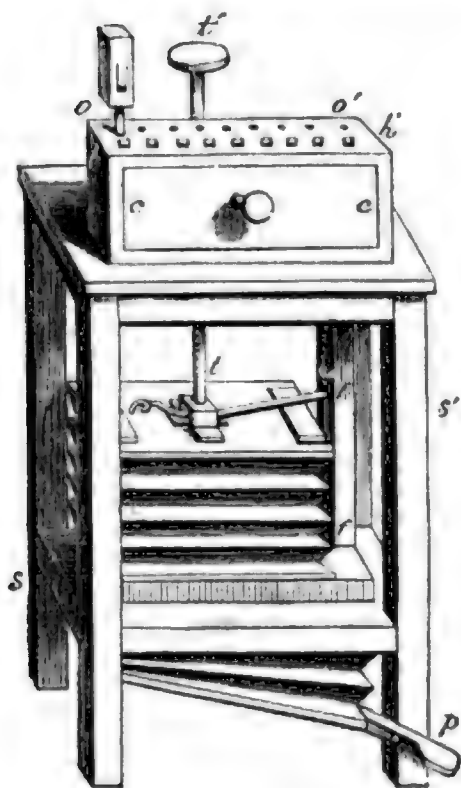
gelangt der Wind durch eine feine Spalte in die Röhre. Der Mund $b\ b'$ ist mehr oder weniger offen, d. h. die obere Lippe b' ist mehr oder weniger von der untern entfernt. Manchmal ist diese obere Lippe verschiebbar, so daß man den Mund mehr schließen oder öffnen kann.

Fig. 595.



Der Wind wird in die Orgelpfeife durch einen Blasbalg eingeblasen; besonders zweckmäßig für Versuche über das Tönen von Röhren ist der Fig. 595 abgebildete Apparat; er besteht aus einem gewöhnlichen Blasbalg $s\ s'$, welcher durch das Pedal p aufgeblasen wird. Die Röhre $f\ f'$ leitet den Wind in den Kasten $c\ c$; in der obern Fläche desselben befindet sich etwa ein Duzend Löcher, welche durch Ventile geschlossen sind, die durch Federn angedrückt werden. Jedes dieser Löcher kann man aber dadurch öffnen, daß man auf die ihm entsprechende Taste zwischen h und h' drückt.

Wenn eine Pfeife aufgesetzt und der Blasebalg aufgeblasen ist, braucht man nur den Finger auf die Taste zu legen, um den Ton zu erhalten. Der Stab *t* dient dazu, den Wind nach Belieben schwächer oder stärker zu machen.



Wenn die Luft in den Fuß der Röhre geblasen wird, so bildet sie bei dem Austreten aus dem Windloch eine dünne Schicht, welche sich gegen die obere Lippe bricht; auf diese Weise wird der Luftstrom, welcher den ersten Impuls giebt, in der dünnen vordersten Luftschicht eine sehr verworrene Bewegung veranlassen, die jedoch in einiger Entfernung in eine regelmäßige Wellenbewegung übergeht, indem der hervorgebrachte Ton gleichförmig und constant ist.

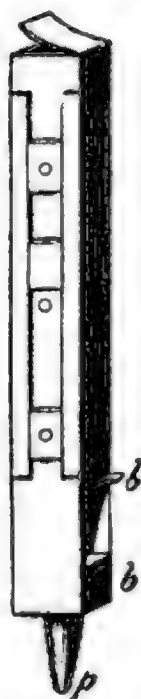
Je nachdem man stärker oder weniger stark Wind giebt, oder auch im Falle es nöthig ist, die Breite des Mundes verändert, gelangt man dahin verschiedene Töne zu erhalten, und wenn man mit 1 den Grundton, d. h. den tiefsten Ton bezeichnet, welchen die Röhre geben kann, so folgen die übrigen in der Reihe der Zahlen 1, 2, 3, 4 u. s. w. auf einander. Welches Mittel man auch anwenden mag, so gelingt es doch nie Zwischentöne zu erhalten.

Alle cylindrischen und prismatischen Röhren von gleicher Länge geben denselben Grundton und dieselbe Reihe 2, 3, 4 u. s. w., vorausgesetzt, daß die Länge der Röhre wenigstens 10- bis 12mal so groß ist als ihr Durchmesser, und daß der Stoff, aus welchem sie gemacht sind, fest genug ist; denn wenn die Röhrenwände sehr dünn sind, ist es nicht möglich, den der Länge der Röhre entsprechenden Grundton zu erhalten, man erhält nur seine Octave und die folgenden Töne.

Wenn eine Röhre den Ton 2 giebt, so kann man sie in der Mitte durchschneiden und die obere Hälfte wegnehmen, ohne daß der Ton sich ändert; ebenso kann man, wenn eine Röhre den Ton 3 giebt, die obere $\frac{2}{3}$ ihrer Länge abschneiden und wegnehmen, ohne den Ton zu ändern.

Für den Ton 2 giebt es demnach einen Bauch in der Mitte der Länge der Röhre, d. h. hier ist eine Luftschicht, welche zwar etwas auf und nieder vibriert, aber weder verdichtet, noch verdünnt wird; denn wenn sie irgend eine Veränderung der Dichtigkeit erlitt, so könnte man an dieser Stelle in die Seitenwand der Röhre ein Loch machen, ohne den Ton zu ändern, wie es doch wirklich der Fall ist. Für den Ton 3 sind zwei Bäuche in der

Röhre, welche dieselbe in drei gleiche Theile theilen, und wenn man an diesen Stellen Oeffnungen in die Röhrenwand macht, Fig. 597, so wird dadurch der Ton ebenfalls nicht geändert, was jedesmal der Fall ist, wenn die Oeffnungen an einer andern Stelle gemacht werden.



Für den Ton 4 sind 3 Bäuche in der Röhre u. s. w. In der Mitte zwischen je zwei Bäuchen befindet sich ein Knotenpunkt; die hier befindliche Luftschicht vibriert nicht, dahingegen finden gerade hier die Maxima der Verdichtung und Verdünnung Statt.

Diese Versuche und die ganze Theorie der Blasinstrumente, fast ganz so, wie sie noch jetzt angenommen wird, rührt von Daniel Bernouilli her (Acad. des Sciences 1762).

Man schließt daraus, daß die Schallwelle, welche dem Grundton einer Röhre entspricht, die Länge der Röhre selbst hat; daß die Länge der Schallwellen der Töne 2, 3, 4 gleich ist $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ der Röhrenlänge.

Fig. 598.



Für geschlossene Röhren ist das Gesetz der Vibrationen ein anderes. Man kann die Versuche mit einer Glasröhre von ohngefähr 30 Zoll Länge und 1 Zoll Durchmesser machen, Fig. 598, in welcher sich ein Stopfen *p* befindet, den man mittelst eines Stäbchens *t* auf- und niederschieben kann. Nachdem man die Röhre an ein passendes Mundstück befestigt hat, bläst man mit Hülfe eines Blasebalgs erst langsam, um den Grundton zu erhalten, den wir mit 1 bezeichnen wollen; ein etwas stärkerer Wind giebt den Ton 3, wenn aber der Wind immer stärker und stärker wird, so erhält man die Töne 5, 7, 9 u. s. w.; eine geschlossene Röhre von constanter Länge giebt also eine Reihe von Tönen, welche den ungeraden Zahlen 1, 3, 5, 7, 9 u. s. w. entsprechen, ohne daß es möglich ist, die Zwischentöne zu erhalten.

Diesem Gesetze muß noch die merkwürdige Thatsache hinzugefügt werden, daß der Grundton einer offenen Röhre stets die Octave des Grundtons einer geschlossenen Röhre von gleicher Länge ist. Dies läßt sich leicht durch den Versuch bestätigen.

Da nun die Schallwelle, welche dem Grundton einer offenen Röhre entspricht, die Länge der Röhre selbst hat, so folgt, daß die Länge der Schallwelle, welche dem Grundton einer geschlossenen Röhre entspricht, doppelt so groß ist als die Röhrenlänge. Daniel Bernouilli erklärt dies durch die Annahme, daß die Vibrationsbewegung an dem verschlossenen Ende der Röhre reflectirt wird und nach dem Mundstück zurückkehrt. Diese Hypothese erklärt auch, warum der Ton 3 der erste ist, welcher auf den Grundton

folgen kann, denn wenn man die Röhre in drei gleiche Theile $e t$, $t t'$, $t' f$ theilt, so kann man die beiden ersten Drittel wie eine offene Röhre betrach-

Fig. 599.



ten, die mit der geschlossenen $t' f$ *uni sono* schwingt, und auf diese Weise wird offenbar der Ton 3 erzeugt, weil $e t' \frac{1}{3}$ der Länge einer offenen Röhre, welche denselben Grundton giebt, und $t' f \frac{1}{3}$ der geschlossenen Röhre $e f$ selbst ist. Wenn sich die Sache wirklich so verhält, so muß der zweite Ton der geschlossenen Röhre $e f$ der Grundton einer geschlossenen Röhre von der Länge $t' f$ oder $e t$ seyn, wie es in der That der Fall ist. Es folgt daraus, daß, während der Vibrationen, welche den zweiten Ton geben, die Luftschicht bei t in demselben Zustand bleibt, als ob sie fest wäre, d. h. sie oscillirt nicht, sie bildet also einen Knoten. Für den zweiten Ton einer geschlossenen Röhre sind also in derselben zwei Bäuche und zwei Knoten, der erste Bauch ist bei der Mündung e , der zweite bei t' ;

ein Knoten ist bei t , der zweite bei f am Boden der Röhre.

Bei dem dritten Ton der geschlossenen Röhre, also beim Ton 5, entstehen 3 Bäuche und 3 Knoten. Der erste Bauch ist bei der Oeffnung, der zweite ist um $\frac{2}{3}$, der dritte $\frac{1}{3}$ der Röhrenlänge von der Oeffnung entfernt; der erste Knoten ist um $\frac{1}{3}$, der zweite um $\frac{2}{3}$ von der Oeffnung entfernt, der dritte befindet sich am verschlossenen Ende.

Bei dem Ton 7 entstehen 4 Bäuche und 4 Knoten, 5 Bäuche und 5 Knoten bei dem Ton 9 u. s. w.

Man kann durch den Versuch die Lage der Bäuche sehr leicht nachweisen; wenn man nämlich an den Punkten, welche oben als Bäuche bezeichnet wurden, Löcher in die Seitenwand der Röhre macht, so wird dadurch der Ton nicht geändert. Schiebt man nach und nach den Kolben p . Fig. 598, mittelst des Stäbchens t an die als Knotenpunkt bezeichneten Stellen, so wird der Grundton der verkürzten Röhre den höheren Tönen der ganzen Röhre gleich seyn.

- 318 **Von den Stößen.** Wenn man gleichzeitig zwei Röhren tönen läßt, welche sehr naheliegende Töne geben, wie z. B. c und cis , so hört man in kleinen Zwischenräumen ein merkliches Anschwellen des Tones, welches die Organisten einen Stoß nennen. Sauveur hat diese Erscheinung zuerst erklärt. Wenn wir zugleich zwei Töne hören, von denen der eine 24 Schwingungen macht, während der andere deren 25 vollendet, so ist klar, daß immer nach 24 Schwingungen des ersten Tons und nach 25 des zweiten die Schallwellen beider wieder gleichzeitig beginnen und gleichzeitig das Ohr treffen, und diese Coincidenz bringt das Anschwellen hervor. Je mehr die beiden Töne von einander entfernt sind, desto häufiger werden die Stöße, je mehr sie sich aber dem Einklang nähern, desto seltener werden sie

Dieses Phänomen ist bei Tönen, die von schwingenden Saiten herrühren, schwieriger zu beobachten, weil sie in der Regel eine geringere Intensität haben.

Gesetze der Vibrationen von Streifen und Stäben. Wenn ein 319 Streifen oder ein Stab an einem Ende befestigt ist, Fig. 600, und man ihn mit einem Fiedelbogen streicht oder auch nur mit der Hand aus der Gleichgewichtslage bringt, so macht er zwischen l und l' eine Reihe von isochronen Vibrationen, welche, wenn sie schnell genug sind, einen Ton hervorbringen. D. Bernouilli hat die Theorie dieser Vibrationen entwickelt; er hat bewiesen, daß, wenn man demselben Streifen verschiedene Längen giebt, die Zahl der in gleichen Zeiten gemachten Vibrationen sich umgekehrt verhält, wie die Quadratwurzel der schwingenden Längen.

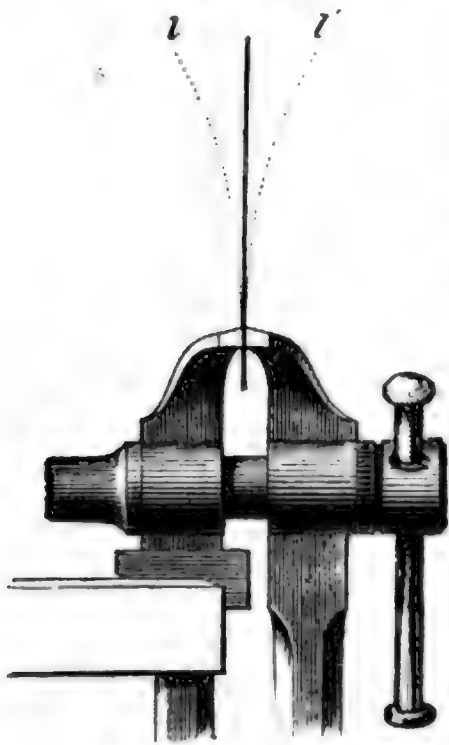
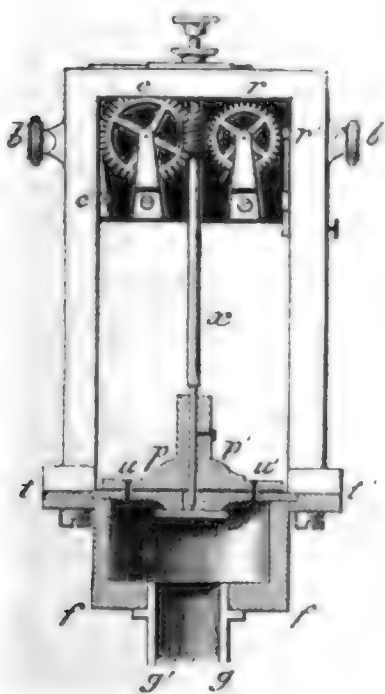


Fig. 600.

ihn mit einem Fiedelbogen streicht oder auch nur mit der Hand aus der Gleichgewichtslage bringt, so macht er zwischen l und l' eine Reihe von isochronen Vibrationen, welche, wenn sie schnell genug sind, einen Ton hervorbringen. D. Bernouilli hat die Theorie dieser Vibrationen entwickelt; er hat bewiesen, daß, wenn man demselben Streifen verschiedene Längen giebt, die Zahl der in gleichen Zeiten gemachten Vibrationen sich umgekehrt verhält, wie die Quadratwurzel der schwingenden Längen.

Schwingungen der Syrene. Dieses von 320 Cagniard de la Tour ausgedachte Instrument hat folgende Einrichtung: $t t' f f'$, Fig. 601, ist eine cylindrische Büchse von Messing, welche ohngefähr 2 bis 3 Zoll Durchmesser und etwa 1 Zoll Höhe hat; die obere Deckplatte ist sehr eben und gut polirt. $s s'$ ist eine Oeffnung in der Mitte des Bodens $f f'$, in welche eine Röhre eingeschraubt ist, durch welche der Wind eintritt.

Fig. 601.



In den Boden $t t'$ ist eine Reihe von Löchern gebohrt, welche einen Kreis bilden und gleichweit von einander abstehen, Fig. 603;

Fig. 602.

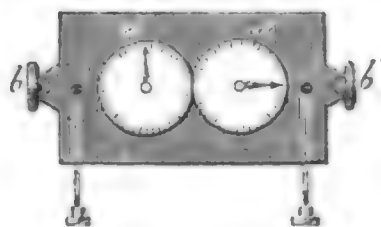
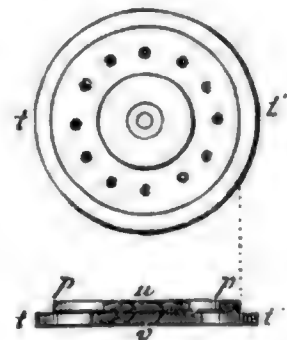


Fig. 603.



man kann ihrer etwa 10 machen und ihnen solche Dimensionen geben, daß die vollen Zwischenräume, welche sie trennen, etwas größer sind als der Durchmesser der Oeffnungen selbst.

p p' ist eine bewegliche Platte, deren untere Fläche genau auf die Platte t t' paßt, ohne jedoch eine merkliche Reibung zu veranlassen. Diese Platte

Fig. 604.

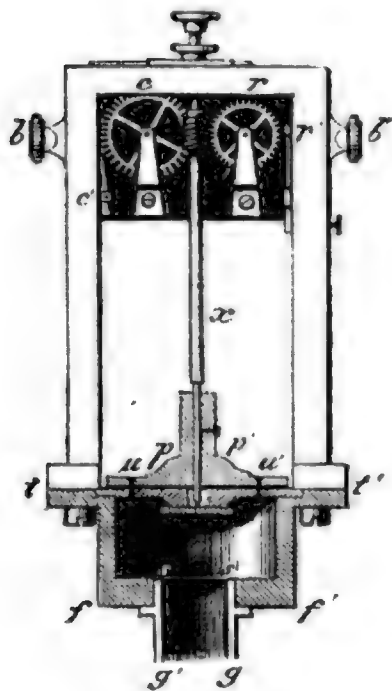


Fig. 605.

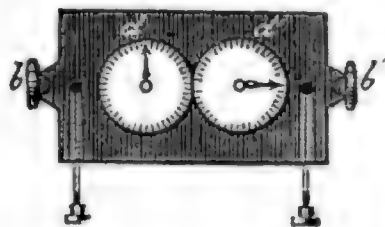
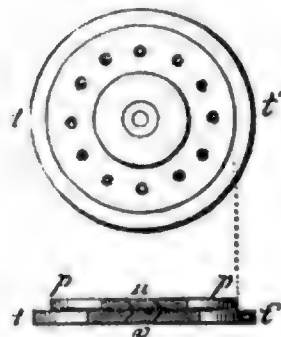


Fig. 606.



dreht sich nun mit größerer oder geringerer Geschwindigkeit um die Ase x und ist mit einer Reihe von Oeffnungen, u , versehen, welche den Oeffnungen v der Platte t t' genau entsprechen, so daß alle Oeffnungen der Platte t t' gleichzeitig geöffnet oder geschlossen sind, je nachdem die Oeffnungen der beweglichen

Platte oder ihre Zwischenräume auf die unteren Löcher fallen.

Eine Schraube ohne Ende, welche sich an dem obern Ende der Rotationsaxe x befindet, greift in ein Rad r r' von 100 Zähnen ein; c c' ist ein zweites Rad, welches nur eine Umdrehung macht, während r r' ihrer 100 vollendet; ein an der Ase von r r' befestigter Arm schiebt es nämlich bei jeder Umdrehung derselben um einen Zahn weiter. Die Axen dieser Räder tragen Zeiger, welche die getheilten Kreise d und d' , Fig. 605, durchlaufen. Diese Zeiger und die Räder, durch welche sie in Bewegung gesetzt werden, bilden den Zähler der Syrene. Man kann nach Belieben den Zähler gehen lassen oder nicht; man braucht nämlich nur an den Knopf b zu drücken, um zu machen, daß das Rad r r' in die Schraube ohne Ende eingreift, oder an den Knopf b' , um es auszulösen; in letzterm Falle wird die Bewegung des Rades r r' sogleich arretirt.

Es ist noch hinzuzufügen, daß die Oeffnungen gegen die Ebene der Platten geneigt sind, Fig. 606, so daß die Geschwindigkeit des Windes, welcher durch die Oeffnungen v aus der Büchse f f' t t' austritt, hinreicht, um der Platte p p' eine rasche Rotationsbewegung zu ertheilen.

Dies vorausgesetzt, wollen wir uns für einen Augenblick denken, in der beweglichen Scheibe befänden sich 10 Löcher, in der Platte aber nur eins, so wird während eines Umlaufs der Scheibe das Loch der Platte 10mal geöffnet und 10mal geschlossen werden, 10mal wird also die durch die Windröhre eintretende Luft hier austreten können, 10mal aber wird sie aufgehalten seyn. Dies wird nun in 1, in $\frac{1}{10}$, in $\frac{1}{100}$ Sekunde geschehen,

je nachdem die bewegliche Scheibe in einer Sekunde 1, 10, 100 Umdrehungen macht, und da die Luft mit Gewalt ausströmt und dann wieder plötzlich aufgehalten wird, wobei jedesmal eine Vibration entsteht, so hat man 20 Vibrationen für jede Umdrehung der Scheibe, also 20, 200 oder 2000 Vibrationen in der Sekunde. Durch die Syrene kann man demnach Töne hervorbringen, welche allmählig von den tiefsten bis zu den höchsten Tönen übergehen. Wenn sich nun in der Platte nicht ein, sondern zehn Löcher befinden, wie in der beweglichen Scheibe, so wird man nur einen 10mal intensiveren Ton erhalten, da jedes Loch seine Wirkung hervorbringt, als ob es allein da wäre.

Die Anzahl, die Gestalt und die Größe der Löcher scheint auf den Klang einen Einfluß zu haben, von dem man sich bis jetzt nur durch schwierige Betrachtungen Rechenschaft geben kann, die wir hier nicht entwickeln können. Ebenso verhält es sich mit den verschiedenen Wirkungen, welche man erhält, wenn man zwischen den Löchern mehr oder weniger große Zwischenräume läßt. Nach Cagniard de La Tour nähert sich der Ton mehr der menschlichen Stimme, wenn die vollen Zwischenräume klein, hingegen mehr dem Ton einer Trompete, wenn sie groß sind. Endlich erhält der Ton auch durch die größere oder geringere Dicke der Platte und der Scheibe Eigenthümlichkeiten, welche bis jetzt noch zu wenig untersucht sind.

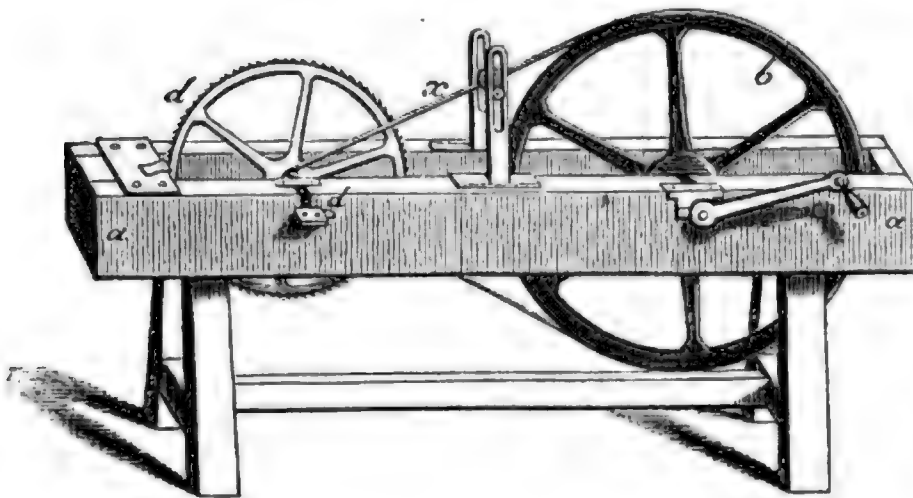
Bestimmung der absoluten Schwingungszahl, welche einem 321 gegebenen Ton entspricht. Man kann auf verschiedene Weise die absolute Schwingungszahl eines Tons bestimmen; man gelangte früher zu diesem Ziele mittelst der Schwingungsgesetze der Saiten oder der Stöße der durch Röhren erzeugten Töne, jetzt aber gelangt man auf eine sicherere directe Weise dazu, mit Hülfe der Syrene oder der gezahnten Räder.

Um mit Hülfe der Syrene die Schwingungszahl des Tons der Stimmgabel zu ermitteln, setzt man auf den Windkasten, Fig. 596, Seite 48, eine offene oder geschlossene Röhre, welche mit der Stimmgabel vollkommen im Einklang ist. Neben dieser Röhre wird die Syrene selbst aufgesetzt. Nun wird Wind gegeben, und der Druck mit Hülfe des Stabes *t* so lange verändert, bis die Syrene mit der Röhre im Einklang ist. Ist dieser Einklang hergestellt, so muß er einige Minuten lang erhalten werden, was einige Geschicklichkeit erfordert; während nun beide Instrumente unisono tönen, drückt man zugleich am Knopf des Zählers, um zu machen, daß das Rad *r* *r'* eingreift, und am Knopf eines guten Chronometers, um die Zeit zu zählen; nach 2 Minuten ohngefähr wird dann zugleich der Zähler und das Chronometer arretirt. Man hat auf diese Weise durch den Zähler die Anzahl der Vibrationen, durch das Chronometer die verflossene Zeit und kann daraus leicht berechnen, wie viel Vibrationen auf eine Sekunde kommen. Wenn man den Versuch mehrmals wiederholt, erhält man vollkommen

übereinstimmende Zahlen, aus welchen sich ergibt, daß für das a der gewöhnlichen Stimmgabel 440 Löcher der Scheibe in 1" über ein Loch der Platte hinweggehen, daß also diesem a 880 Vibrationen in der Sekunde entsprechen, denn für jedes Loch der Scheibe, welches vorübergeht, erhält man eine doppelte Vibration, d. h. eine verdichtete und eine verdünnte Welle. —

Die Methode, die absolute Schwingungszahl mit Hülfe gezählter Räder zu zählen, rührt von Savart her (Ann. de Phys. et de Chim. T. 44 et 47); sein Apparat ist Fig. 607 dargestellt. a ist ein sehr festes Gestell von Eichenholz, welches noch dadurch stabiler gemacht wird, daß man es auf dem Boden befestigt; b ist ein Rad von 1,8 Meter Durchmes-

Fig. 607.



ser, welches sich um eine sehr starke Axe dreht und durch eine Kurbel in Bewegung gesetzt wird; d ist eine zweite Axe, die durch eine Schnur ohne Ende, welche über das große Rad und über die Welle der Axe d geht, in sehr rasche Rotationsbewegung ver-

setzt wird. Während z. B. das Rad 1 Umdrehung macht, macht die Welle um d deren 10, und wenn das Rad in der Sekunde 4 Umdrehungen macht, so macht die Welle deren 40. Die Axe d trägt aber ein gezahntes Metallrad, welches ohngefähr 600 Zähne hat; wenn man die Kante einer Platte dem Stoß der Zähne aussetzt, so kann man leicht 24000 Stöße in der Sekunde erhalten. Man erhält mehr oder weniger Stöße, je nachdem man rascher oder weniger rasch dreht. Der Ton, welchen man auf diese Weise erhält, ist rein und andauernd, seine Höhe hängt von der Schnelligkeit der Umdrehung ab, man kann es also leicht dahin bringen, daß er mit der Stimmgabel im Einklang ist. Der Stoß der Zähne gegen das Plättchen giebt einen Ton, weil es dadurch in Schwingungen versetzt wird; während der Zahn vorübergeht, wird das Plättchen gehoben, geht aber in Folge seiner Elasticität zurück, ehe der folgende Zahn kommt. So erzeugt jeder vorübergehende Zahn einen Hin- und Hergang des Plättchens, also eine doppelte Vibration; man hat also nur zu ermitteln, wie viel Zähne in einer gegebenen Zeit vorübergehen, um auch die Schwingungszahl des erzeugten Tons zu kennen; zu diesem Zweck ist an der Axe d eine Schraube ohne Ende angebracht, welche in ein Rad eingreift, das als Zähler dient;

dieser Zähler ist dem der Syrene ganz ähnlich. Savart hat auf diese Weise bestätigt, daß dem *a* unserer Stimmgabel 880 einfache Schwingungen in der Sekunde entsprechen, wie man auch mit der Syrene gefunden hatte.

Im Ganzen umfaßt die Musik 9 Octaven; der tiefste in der Musik vorkommende Ton ist das *C* einer 16füßigen Orgelpfeife und dieses *C* wird mit $\underline{\underline{C}}$ bezeichnet; die Töne der folgenden Octave werden mit großen Buchstaben bezeichnet, unter welchen ein Strich steht, also \underline{C} , \underline{D} u. s. w.; die der dritten Octave werden nur mit großen, die der vierten Octave nur mit kleinen Buchstaben bezeichnet; die Töne der fünften, sechsten u. s. w. mit kleinen Buchstaben, über welchen ein, zwei u. s. w. Striche gesetzt werden. Kennt man nun einmal die Schwingungszahl eines bestimmten Tons der Tonleiter, so ist es leicht, die Schwingungszahl für jeden andern Ton zu bestimmen. Das *a* der Stimmgabel ist aber das *a* der fünften Octave, also \bar{a} , das *a* des Violincellos ist das *a* der vierten Octave, und daraus folgt, daß dieses 440, *A* aber 220, das \underline{A} 110 und das $\underline{\underline{A}}$ nur 55 Schwingungen in der Sekunde macht, wonach sich denn für das $\underline{\underline{C}}$ 33 Schwingungen in der Sekunde ergeben.

Die Stimme eines Mannes erstreckt sich in der Regel von *g* bis $\bar{\bar{g}}$, die Frauenstimme von \bar{a} bis $\bar{\bar{c}}$; die menschliche Stimme macht also, um den tiefsten Ton hervorzubringen, 396, um den höchsten hervorzubringen, 2112 Schwingungen in der Sekunde.

Diese Resultate müssen nun noch durch die Schwingungen von Platten, Röhren und Saiten bestätigt werden. Für Saiten giebt uns die Theorie die Formel

$$n^2 = \frac{gp}{cl},$$

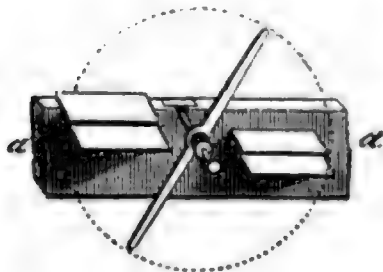
in welcher *n* die Schwingungszahl in der Sekunde, *g* die beschleunigende Kraft der Schwere, also 9,8088^m, *p* das Gewicht, welches die Saite spannt, *l* ihre Länge und *c* das Gewicht des schwingenden Saitenstücks bezeichnet.

Absolute Länge der Schallwellen. Um die absolute Länge der 322 Schallwellen in irgend einem Mittel zu bestimmen, muß man die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls für dieses Mittel und die Schwingungszahl eines Tones kennen. In der Luft z. B. pflanzt sich der Schall in 1'' um 340^m fort; es ist aber klar, daß einem Ton, der durch 340 Schwingungen in der Sekunde erzeugt wird, eine Wellenlänge von 1^m zukommt; man sieht also allgemein, daß die Wellenlänge der Quotient ist, den man erhält, wenn man mit der Schwingungszahl in die Fortpflanzungsgeschwindigkeit dividirt; die Wellenlänge des $\underline{\underline{C}}$ ist also $\frac{340}{33} = 10\frac{1}{3}$

Meter. Es ist dies der tiefste Ton, welcher in der Musik vorkommt; er wird durch die 16füßige Pfeife der Orgel erzeugt, welche eine Undulation von 32 Fuß, die Störungen am Mundstück abgerechnet, giebt.

- 323 **Gränzen der Hörbarkeit.** Man war lange Zeit der Meinung, daß der Ton, welcher durch 32 einfache Schwingungen in der Sekunde erzeugt wird, der tiefste sey, welchen das menschliche Ohr hören könne. Savart hat aber gezeigt, daß dies nicht der Fall ist. Um tiefe Töne hervorzubringen, wurde für das gezahnte Rad, Fig. 607, ein einfacher Stab von Eisen oder Holz, Fig. 608, substituiert und an dem Gestell Platten von Holz befestigt,

Fig. 608.



welche eine Art Rahmen bilden, durch welchen der Stab während seiner Bewegung hindurchgeht. Man erhält auf diese Weise ein explosives Geräusch von wahrhaft betäubender Intensität; wenn aber so schnell gedreht wird, daß ohngefähr 7 bis 8 Stöße in der Sekunde erfolgen, wird der Ton continuirlich und hat eine ausgezeichnete Stärke und Tiefe; das menschliche Ohr kann also

noch sehr wohl tiefe Töne vernehmen, welche 14 bis 15 einfachen Vibrationen in der Sekunde entsprechen. Um die Gränze der hohen Töne zu finden, wandte Savart ein gezahntes Rad an, dessen Umfang 720 Zähne trug, um zu machen, daß 24000 Zähne in der Sekunde vorübergehen, wodurch 48000 einfache Schwingungen in der Sekunde erzeugt werden. Der auf diese Weise entstehende Ton war noch hörbar, obwohl sehr fein. Unser Gehörorgan ist also mit einer bewundernswürdigen Empfindlichkeit ausgerüstet, so daß es alle Töne hören und von einander unterscheiden kann, welche durch 15 bis 48000 Schwingungen in der Sekunde erzeugt werden. Man kann aber noch nicht sagen, daß dies wirklich die wahren Gränzen der Wahrnehmbarkeit sind. Wir sind mit Savart der Meinung, daß es auch noch jenseits dieser Gränzen hörbare Töne giebt, wenn sie nur hinlängliche Intensität haben.

Drittes Kapitel.

Vibrationen fester Körper.

- 324 **Vibrationen solcher Körper, bei welchen zwei Dimensionen im Vergleich zur dritten sehr klein sind.** Wir haben schon gesehen, daß Streifen und Stäbe rasche Schwingungen machen und dadurch Schallwellen erzeugen können, wenn sie in einer Richtung aus ihrer Gleichgewichts-

lage gebracht werden, welche rechtwinklig auf ihrer Längsaxe steht. Diese Schwingungen, deren Gesetze ziemlich einfach sind, heißen *Transversalschwingungen*.

Wir wollen nun aber auch die *Longitudinalschwingungen*, d. h. diejenigen betrachten, welche man in Röhren, Stäben und Saiten erzeugen kann, wenn man macht, daß sich die Moleküle in der Richtung der Längsaxe bewegen.

Man nehme z. B. eine Glasröhre von etwa 2 Meter Länge, welche einen Durchmesser von 3 bis 4 Centimeter hat, und halte sie in der Mitte mit einer Hand fest, während man die eine Hälfte mit einem in der andern Hand gehaltenen nassen Tuche reibt, so wird man einen Ton hören, den man mit einiger Geschicklichkeit leicht rein und voll erhalten kann. Die Schwingungen, welche man auf diese Weise erzeugt, sind offenbar *Longitudinalschwingungen*. Reibt man immer in derselben Weise, bald mit größerer oder geringerer Geschwindigkeit, bald stärker oder schwächer drückend, so kann man eine Reihe verschiedener Töne hervorbringen, und wenn man mit 1 den Grundton dieser Reihe bezeichnet, so findet man, daß die anderen Töne in der Reihe der natürlichen Zahlen 2, 3, 4 u. s. w. auf einander folgen. Wenn die Röhren nicht über 2 Meter lang sind, so hält es schwer, über den Ton 4 hinauszukommen.

Man erhält dieselben Resultate mit langen cylindrischen und prismatischen vollen Glasstäben, mit Röhren und Stäben von Holz und Metall; bei den letzteren wendet man aber statt des nassen Tuches ein mit Harz bestreutes Tuch an, oder, was noch sicherer ist, man befestigt mit Siegelack an dem einen Ende des Cylinders oder des Stabes in der Richtung seiner Axe eine Glasröhre oder einen Glasstab, welcher ohngefähr 1 Decimeter lang ist und 5 bis 6 Millimeter in Durchmesser hat; diese Hülfsröhre wird alsdann mit einem nassen Tuche gerieben und theilt ihre Schwingungen ganz leicht dem Stabe mit.

Wenn gerade Stäbe in der Mitte gehalten werden und an den Enden frei sind, so schwingen sie wie offene Röhren und geben Töne, welche sich in der Reihe der natürlichen Zahlen 1, 2, 3, 4 u. s. w. folgen.

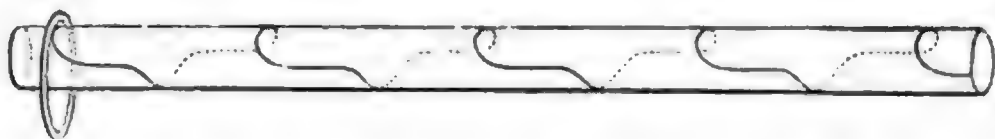
Man kann sich leicht durch den Versuch überzeugen, daß der Grundton von Stäben derselben Substanz derselbe ist, wenn sie gleiche Länge haben, welches auch ihre Breite und Dicke seyn mag, vorausgesetzt jedoch, daß diese Dimensionen im Vergleich zur Länge klein sind. Alle Glasstäbe von 6 Fuß Länge werden also denselben Ton geben, mögen sie nun dünn oder dick, mögen sie Röhren, volle Cylinder oder Streifen seyn. Stäbe von verschiedener Substanz geben aber bei gleicher Länge verschiedene Töne.

Während diese festen Körper vibriren, vertheilt sich die Bewegung sehr

ungleich auf ihre Moleküle. Die meisten der Theilchen machen größere oder kleinere Excursionen, ein kleiner Theil jedoch bleibt immer in Ruhe. Die Reihe dieser Ruhepunkte bildet auf der Oberfläche Linien, welche man Knotenlinien nennt.

Nehmen wir an, man experimentire mit einer langen Glasröhre, mit welcher man nur den Grundton erzeugt; man hält diese Röhre fast waagrecht, und auf derjenigen Hälfte, welche nicht mit dem nassen Tuch gerieben wird, bewegt sich ein leichter Papierring, Fig. 609, dessen Bewegung man

Fig. 609.



beobachtet. Sobald der Ton gehört wird, gleitet der Ring fort und bleibt endlich an einer bestimmten Stelle stehen, zu welcher er immer wieder zurückkehrt, wenn man ihn von derselben entfernt. Dieser Punkt wird mit Zinte bezeichnet; er ist offenbar ein Punkt der Knotenlinie.

Nun dreht man die Röhre etwas in der Hand, um eine andre Kante oben hin zu bringen, auf welcher der Ring ruht, und wiederholt den Versuch; man sieht wieder, daß der Ring bis zu einer bestimmten Stelle fortgleitet, und so erhält man einen zweiten Punkt der Knotenlinie. Wenn man fortfährt die Röhre in derselben Richtung zu drehen, kann man eine Reihe von Punkten der Knotenlinie finden, und so darthun, daß sie eine Art unregelmäßiger Schraubenlinie ist, deren Windungen sehr gedehnt sind und welche mehrmals um die Röhre herumgeht. Wir haben versucht dies in Fig. 609 und Fig. 610 darzustellen. Kehrt man die Röhre um, um

Fig. 610.



den Ring auf die andere Hälfte zu setzen, so findet man hier eine ähnliche Kurve, jedoch ist der Umstand merkwürdig, daß die eine Kurve nicht die Fortsetzung der andern ist, sondern daß beide in gleicher oder entgegengesetzter Richtung gewunden von der Mitte auszugehen scheinen. Manchmal zeigt sich diese Umkehrung schon auf jeder Hälfte der Röhre.

Die innere Fläche der Röhre zeigt eine ähnliche Knotenlinie wie die äußere; um ihren Lauf zu zeigen, brachte Savart in das Innere der wohlgetrockneten Röhre ebenfalls getrocknete etwas große Sandkörner, oder auch Kügelchen von Kork oder Wachs.

Wenn man statt des Grundtons die Töne 2, 3, 4 u. s. w. der Röhre

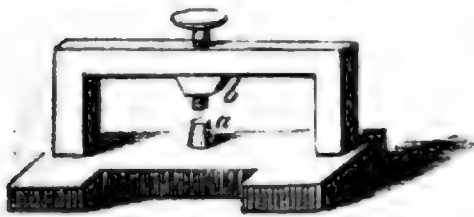
hervorbringt, so entstehen ähnliche Knotenlinien, nur findet man immer 2, 3, 4 u. s. w. Umkehrungen in der Richtung der Kurve.

Die Knotenlinien prismatischer Stäbe sind complicirter, aber die langer dünner Streifen, z. B. der Streifen von Spiegelglas von 2 bis 3 Meter Länge und 3 bis 4 Centimeter Breite, zeigen im Allgemeinen eine merkwürdige Umkehrung. Nachdem man die Knotenlinien auf der einen Seite erkannt hat, kehrt man den Streifen um und wird dann finden, daß die Knoten dieser Seite gerade den Bäuchen der ersteren entsprechen.

Die Ursache dieser eigenthümlichen Erscheinungen ist darin zu suchen, daß während der Längenschwingung eines Stabes zugleich eine auf die Axe senkrechte Schwingung erfolgt, die mit jener isochron ist, doch ist es nicht möglich weiter auf die Sache einzugehen, ohne unverhältnißmäßig lange dabei zu verweilen, oder unverständlich zu bleiben.

Vibrationen solcher Körper, bei welchen eine Dimension klein 325
ist gegen die beiden anderen, **Platten, Membranen, Glocken u. s. w.**
Um Platten vibriren zu machen, kann man die Zwinde Fig. 611 anwen-

Fig. 611.



den, welche aber selbst sehr gut befestigt seyn muß. Die Platte wird zwischen den Cylinder *a* und die Schraube *b* gebracht, welche beide mit einem conischen Stück Kork oder Leder endigen. Wenn die Platte gehörig festgeschraubt ist, kann man durch Streichen mit dem Fiedelbogen reine Töne

erzeugen, welche man leicht durch Vergleichung mit den Tönen eines Piano's bestimmen kann.

Wenn man auf diese Weise verfährt, so erhält man mit einer Platte die verschiedensten Töne, von den tiefsten bis zu den höchsten, die Platte mag von Holz, Glas, Metall u. s. w., sie mag dreieckig, viereckig, rund, elliptisch u. s. w. seyn. Man beobachtet ferner, daß sich die Platte für jeden dieser Töne in schwingende Theile und Ruhelinien oder Knotenlinien theilt. Im Allgemeinen wird die Ausdehnung der schwingenden Theile um so kleiner, die Knotenlinien also um so zahlreicher, je höher der Ton wird.

Um die Existenz dieser Knotenlinien nachzuweisen, streut man auf die obere Fläche der Tafel feinen trockenen Sand, welcher während des Tönens in die Höhe hüpfet und niederfällt und endlich an den Knotenlinien anhäuft. Auf diese Weise entstehen die sogenannten Klangfiguren, deren Erfinder Chladni ist.

Savart hat ein sinnreiches Mittel ausgedacht, um auf eine vollständig correcte Weise diese Figuren aufzuheben, die man doch nur sehr schwer copiren könnte, wenn sie complicirt und verwickelt sind. Er wandte nämlich

statt des Sandes Lacmus an, welches mit Gummi pulverisirt und zu einem Teig angemacht, von neuem pulverisirt und durchgeseiht wird, um Körnchen

Fig. 612.

Fig. 613.

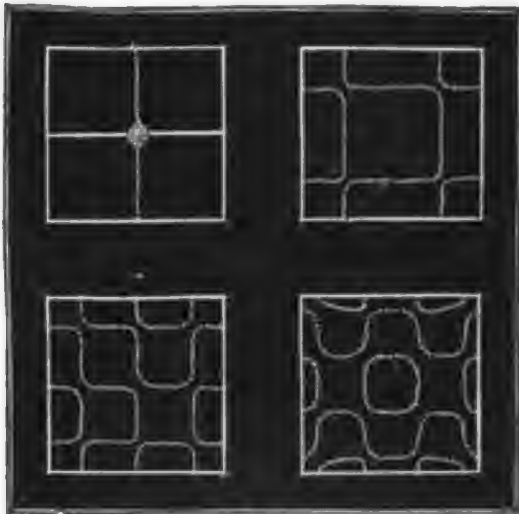


Fig. 614.

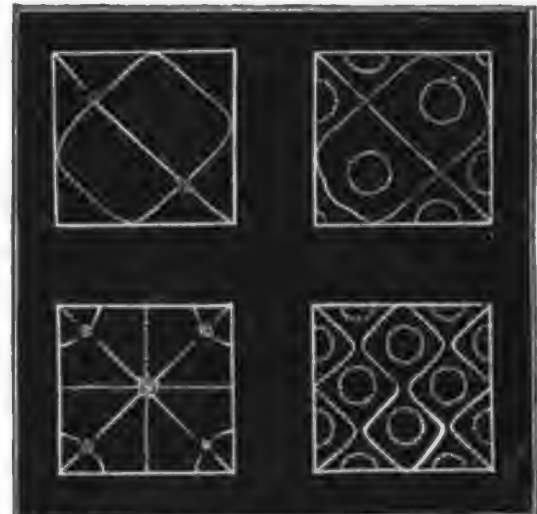


Fig. 615.

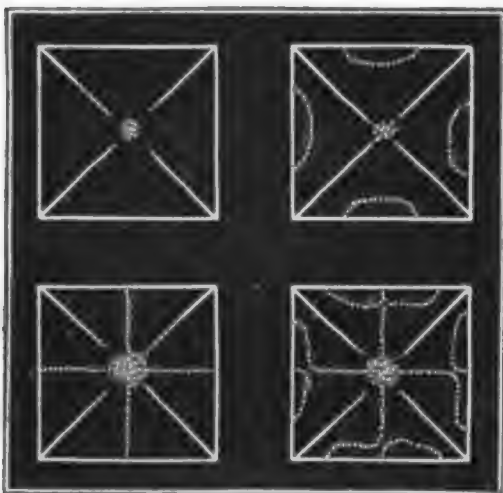


Fig. 616.

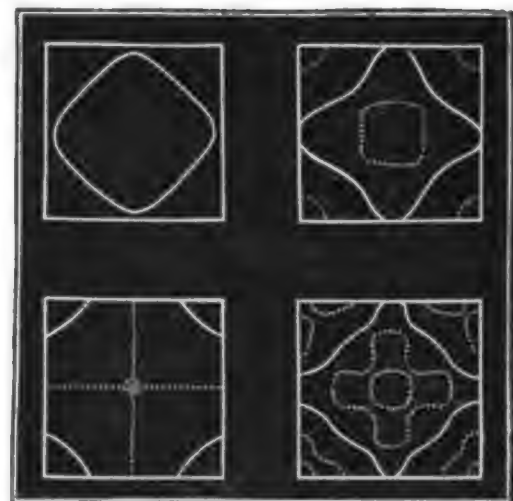
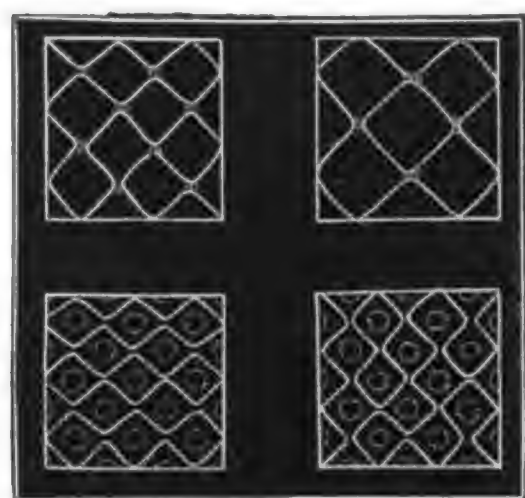
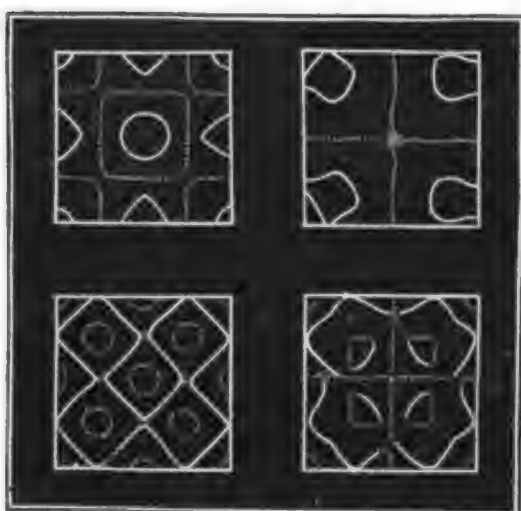


Fig. 617.



von gleicher und passender Dicke zu erhalten. Wenn dieses farbige und hygroskopische Pulver auf der Platte sich in den Knotenlinien angesammelt hat, so reicht es hin, auf die Platte ein etwas mit Gummiwasser befeuchte-

tes Blatt Papier zu legen und die Figur durch einen leichten Druck auf demselben zu fixiren. Auf diese Weise ist es Savart gelungen, mehrere hundert solcher Figuren derselben Platte zu sammeln, welche verschiedenen Tönen entsprechen.

Mit derselben Platte lassen sich, wie schon bemerkt, eine Menge verschiedener Figuren erzeugen, je nachdem man mit dem Bogen stärker oder schwächer, schneller oder langsamer streicht, oder je nachdem man den Unterstützungspunkt der Platte verändert und an verschiedenen Stellen des Randes streicht.

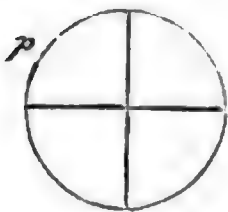
Es sind Seite 60 Fig. 612 bis 617 eine Reihe von Klangfiguren dargestellt, welche man mit einer quadratischen Platte erhält. Um z. B. das Kreuz zu erhalten, dessen Arme die Mittelpunkte je zweier paralleler Seiten des Quadrats verbinden (die erste Figur), hat man die Mitte der Platte zu fixiren und an einem Eck zu streichen. Wenn man die Mitte der Platte fixirt und in der Mitte einer Seite des Quadrats streicht, erhält man ein Kreuz, dessen Arme die gegenüberliegenden Ecken des Quadrats verbinden, Fig. 614.

Dreieckige und vieleckige Platten geben ähnliche Erscheinungen.

Kreisförmige Platten geben auch unzählig viele Töne, und jedem derselben entspricht auch eine besondere Figur. Man unterscheidet diametrale, concentrische und gemischte Systeme.

Das diametrale System ist nur aus Durchmessern zusammengesetzt und theilt den Umfang in eine gerade Anzahl von Theilen.

Fig. 618.



Am leichtesten erhält man die Fig. 618, welche aus zwei Durchmessern besteht; darauf folgen drei Durchmesser u. s. w.

An Metallscheiben von 3 bis 4 Decimeter Durchmesser beobachtet man oft 36 bis 40 Abtheilungen am Umfang. Es ist leicht einzusehen, warum bei dieser Theilungsart durch gerade Linien stets eine gerade Anzahl von Abtheilungen entstehen muß, denn 1) ist klar, daß die Schwingungen aller Abtheilungen im Einklang seyn müssen, d. h. sie müssen alle in gleicher Zeit gleichviel Schwingungen machen, und da sie gleiche Lage haben, so muß auch ihre Ausdehnung dieselbe seyn; 2) müssen die neben einander liegenden Abtheilungen entgegengesetzte Bewegungen haben, und dies ist bei einer ungeraden

Fig. 619.

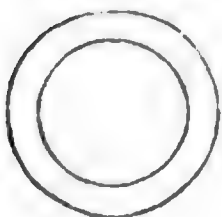
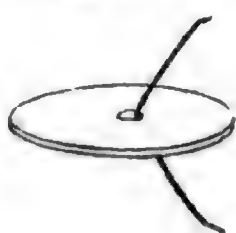


Fig. 620.



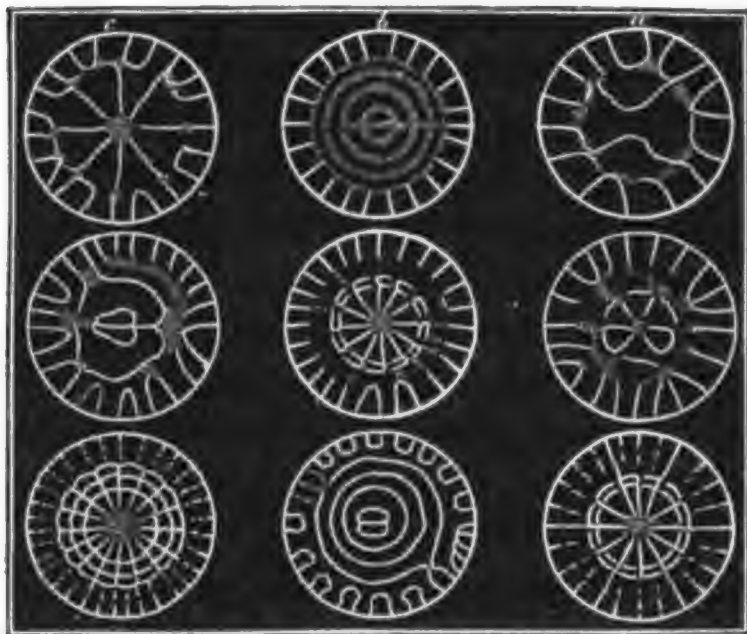
Anzahl von Abtheilungen nicht möglich.

Bei dem concentrischen System bilden die Knotenlinien Kreise, deren Mittelpunkt in die Mitte der Scheibe fällt. Der einfachste Fall ist der einer einzigen Knotenlinie, Fig. 619. Um diese Figuren hervorzubringen, nahm Chladni Platten von

großem Durchmesser, die in der Mitte ein 4 bis 5 Millimeter weites rundes Loch hatten, durch welches man nach Art eines Fiedelbogens ein Bündel Rosshaare hin- und herzieht. Die Platte braucht nur in einigen der Punkte unterstützt zu seyn, durch welche die Knotenlinie gehen soll.

Das zusammengesetzte System besteht aus diametralen Linien, welche mehr oder weniger gebogen sind, und Kreisen, die ebenfalls mehr oder weniger verändert sind. Um solche Figuren zu erhalten, ist immer einige Geschicklichkeit nöthig; das Princip besteht darin, mit den Fingern auf mehrere

Fig. 621.



der Punkte zu drücken, durch welche die Knotenlinien gehen sollen. In Fig. 621 sind mehrere solcher zusammengesetzten Klangfiguren dargestellt.

Savart hat auch die Klangfiguren runder Platten studirt und hat z. B. gefunden, daß die diametralen Linien sich nicht bis zur Mitte fortpflanzen, wenn ihre Anzahl etwas groß wird,

und in diesem Falle bringen die centralen Theile der Platte in der Regel die harmonischen Töne, d. h. die Töne 2, 3, 4, hervor, wenn man mit 1 den Ton bezeichnet, welcher durch die Abtheilungen am Rande erzeugt wird.

Eine höchst merkwürdige von Savart aufgefundene Thatsache ist die Verrückung der Knotenlinien. Wenn man eine sorgfältig gearbeitete Messingplatte von ohngefähr 4 Decimeter Durchmesser und 2 bis 3 Millimeter Dicke in der Weise befestigt, wie man Fig. 622 sieht, und,

Fig. 622.



nachdem man semen lycopodii, welches weit leichter ist als Sand, darauf gestreut hat, mit einem Fiedelbogen am Rande streicht, so beobachtet man, für gewisse tiefe und volle Töne, welche einer diametralen Figur von 4, 6 oder 8 Strahlen entsprechen, daß die Knotenlinien nicht fest bleiben; sie erleiden eine entschiedene Oscillationsbewegung, und wenn man mit der Bewegung des Fiedel-

bogens fortfährt, gelangt man selbst dahin, ihnen eine continuirliche Rotationsbewegung zu ertheilen, so daß das Pulver eine Art Wirbel bildet, welcher in einer bestimmten Entfernung vom Umfang der Scheibe, dem er parallel bleibt, die Ebene der Scheibe durchläuft. Savart erklärt diese

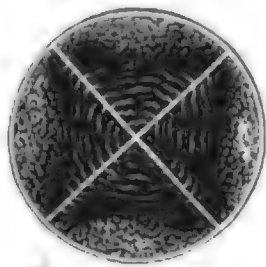
interessante Erscheinung auf folgende Weise: In den Scheiben, sie mögen noch so gut gearbeitet seyn, ist die Elasticität nicht nach allen Richtungen dieselbe; es giebt zwei Durchmesser, von welchen einer der größten, ein anderer der kleinsten Elasticität entspricht. Wenn man nun mit dem Fiedelbogen an einer solchen Stelle anstreicht, daß die Knotenlinien auf diese Durchmesser fallen, so bleiben die Knotenlinien unbeweglich, wenn man aber an einem andern Punkte anstreicht, so sind die Bewegungen, welche der Fiedelbogen an dem Rande der Scheibe hervorbringt, unsymmetrisch, und die Knotenlinien, welche sich bilden, haben ein Bestreben in die erste Lage zurückzukehren, und deshalb oscilliren sie um diese Lage, oder sie drehen sich continuirlich, wenn die hinlänglich großen Excursionen der Scheibe ihnen eine hinreichende Amplitude geben, damit sie ihre Ruhelage verlassen können.

Die Glocken machen in der Regel normale Schwingungen, wie die Platten, und theilen sich auch durch Knotenlinien, welche sehr unregelmäßig seyn können. Um sich von diesen Knotenlinien eine Vorstellung zu machen, braucht man nur Wasser oder Quecksilber in eine Glocke oder ein großes Glas mit einem Fuß zu gießen und den Rand mit einem Fiedelbogen anzu-

Fig. 623.



Fig. 624.



streichen; man sieht dann, daß sich die Oberfläche der Flüssigkeit abtheilt, wie man z. B. Fig. 623. und Fig. 624 sieht, wo 2 einander rechtwinklig schneidende Knotenlinien deutlich wahrzunehmen sind.

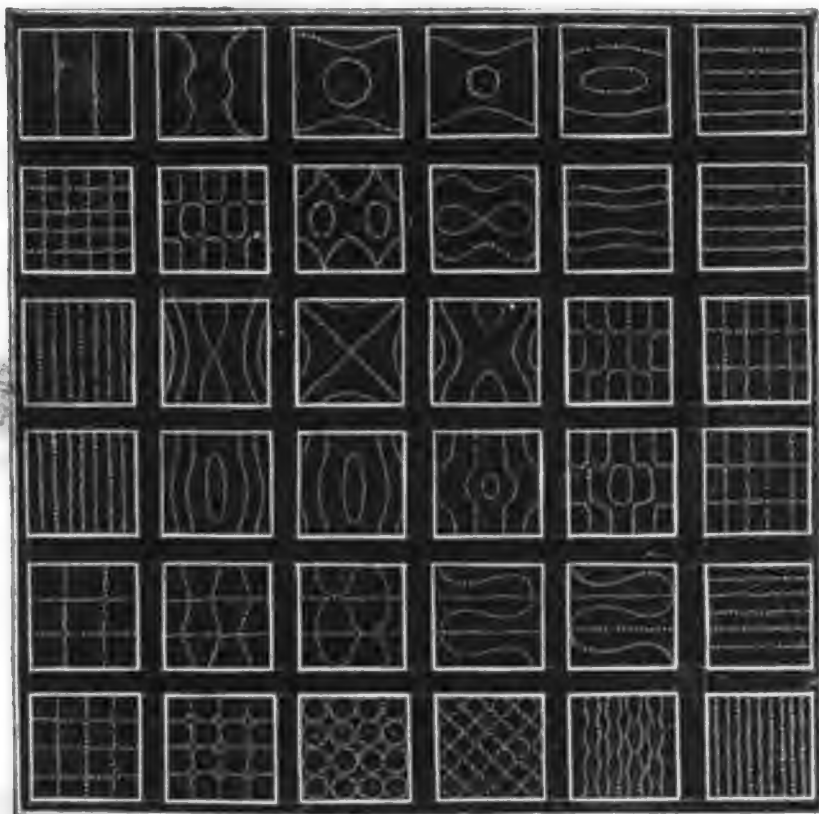
Die Schwingungen der Membranen haben große

Ähnlichkeit mit den Schwingungen der Platten fester Körper; man kann sich davon mit Papier, Pergament oder noch besser mit sehr reinen biegsamen Goldschlägerhäutchen überzeugen, nur muß man eine besondere Art anwenden, um sie anzuspannen und in Schwingungen zu versetzen, weil diese so sehr dünnen Blättchen sich nicht selbst tragen können. Savart, welcher diese Erscheinungen ganz besonders studirt hat, befestigte die Ränder der Membranen, indem er sie auf einen Holzrahmen oder über die Oeffnung einer Glasglocke klebte; sie wurden mehr oder weniger befeuchtet, um ihnen eine größere oder geringere Spannung zu ertheilen. Um sie in Schwingungen zu versetzen, näherte er eine schwingende Stimmgabel oder eine Orgelpfeife, deren Ton voll und andauernd war. Sobald der Ton sich hören läßt, vibriert die Membrane gerade so, als ob sie direct wäre erschüttert worden; die Sandkörnchen, welche sie bedecken, springen auf der Oberfläche umher, um sich in den Knotenlinien anzuhäufen. Die Figuren, welche man

erhält, sind äußerst mannigfaltig und hängen von der Spannung der Membrane und der Höhe der Töne ab, welche sie treffen.

In Fig. 625 ist eine Reihe solcher an quadratischen Membranen beob-

Fig. 625.



achteter Knotenlinien dargestellt. Savart hat beobachtet, daß wenn man durch irgend einen Ton eine bestimmte Figur erzeugt hat, dieselbe allmählig in andere übergeht, wenn der Ton höher und höher wird. In unserer Figur enthält jede Horizontalreihe eine Reihe solcher auf einander folgenden Modificationen.

Dreieckige, viereckige und kreisförmige

Membranen bieten ähnliche Erscheinungen dar.

326 Wirkung der Luft auf die Knotenlinien. Faraday hat beobachtet, daß die Knotenlinien, welche man im leeren Raum erhält, nicht immer mit den in der Luft erhaltenen übereinstimmen, namentlich wenn man Bärlappsaamen (*semen lycopodii*) anwendet. Savart hat dies durch mehrere entscheidende Versuche bestätigt und zugleich die wahre Ursache dieser Differenz angegeben. Eine Platte von bestimmter Breite kann in der Luft nicht schwingen, ohne daß sich zu beiden Seiten der Knotenlinien kleine eigenthümliche Wirbel bilden, welche leichten Staub mit in die Höhe nehmen und da niederfallen lassen, wo sie einander treffen und wo ihre Geschwindigkeit gegen die Platte drückt. Wenn man z. B. das Ende eines breiten Streifens in Wasser taucht, welcher in der Weise schwingt, daß er eine

Fig. 626.



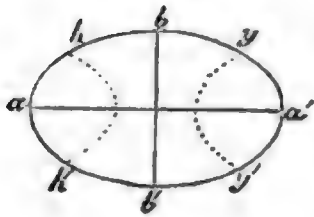
Knotenlinie in der Mitte seiner Länge hat, so sieht man deutlich durch Staubtheilchen, welche in der Mitte des Wassers schwimmen, einen doppelten Wirbel, Fig. 626. Was aber im Wasser vorgeht, findet auch in der Luft Statt, und man begreift, daß, wenn die Knotenlinien sich kreuzen, die gegen einander wirkenden Wirbel sich gegenseitig modificiren müssen, und daraus ergeben sich

supplementäre Knotenpunkte oder Knotenlinien, auf welchen sich der feine Staub absetzt, obgleich unter diesen scheinbaren Ruhepunkten Schwingungen stattfinden. Diese supplementären Punkte und Linien verschwinden nun im leeren Raum.

Vibrationen solcher Körper, welche nicht nach allen Richtun- 327
gen dieselbe Elasticität haben. Savart hat über diesen Gegenstand zwei interessante Abhandlungen publicirt (Ann. de Chim. et de Phys. T. 40), von denen wir nur einen gedrängten Auszug geben können.

Savart bemerkt zuerst, daß, wenn man eine homogene elliptische Platte von Glas oder Metall vibriren läßt, das System zweier zu einander recht-

Fig. 627.



winkligen Knotenlinien stets mit den beiden Axen $a a'$ und $b b'$ der Ellipse zusammenfällt. Wenn man mit aller Gewalt das System verrücken will, indem man an den Enden dieser Axen streicht, so wird es allerdings verrückt, aber zugleich verändert, denn es geht in eine Art Hyperbel, $h h'$ und $y y'$, über, deren Hauptaxe mit der großen Axe der Ellipse zu-

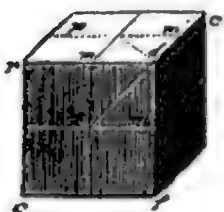
sammenfällt; in diesem Fall giebt die Platte den tiefsten Ton.

Um die Ellipse nach der Richtung $a a'$ zu biegen, hat man eine größere Kraft nöthig, als wenn man sie nach der Richtung $b b'$ biegen will; die Hauptaxe der Hyperbel fällt also mit der Richtung zusammen, welche der Biegung den größten Widerstand leistet.

Eine kreisförmige Platte von Messing zeigt ähnliche Erscheinungen, wenn man ihre Elasticität in einer Richtung durch mehrere parallele Feilstriche vermindert, welche die Dicke etwas vermindern. Wenn die Platte in diesem Zustande ist, fällt das diametrale System zweier rechtwinkligen Linien immer so, daß die eine Knotenlinie der Richtung der Feilstriche parallel ist, während die andere darauf rechtwinklig steht; wenn man aber an diesen Punkten streicht, so bildet sich ebenfalls eine Hyperbel, deren Hauptaxe in der Richtung liegt, welche der Biegung den größten Widerstand leistet.

Um die Erscheinungen zu studiren, welche Platten zeigen, deren Elasticität sich allmählig ändert, hat Savart eine Menge kreisförmiger Platten aus Holz geschnitten, deren Flächen mit der Ebene der Fasern parallel oder mehr oder weniger gegen dieselbe geneigt sind. Es stelle z. B. $c c'$, Fig. 628, einen Würfel von Hainbuchenholz dar, an welchem die

Fig. 628.



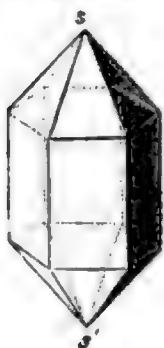
Fläche p parallel mit der Ebene der Fasern, t parallel mit den Fasern, aber rechtwinklig auf ihre Ebene und b senkrecht auf die Fasern (aufs Hirn) ist. Wenn man mehrere solcher ganz gleicher Würfel aus demselben Stamm geschnitten hat, so kann man aus ihnen Platten von gleicher Dicke und gleichem Durchmesser machen, die man als aus demselben Würfel genommen betrach-

ten kann. Man schneidet solche Platten parallel mit der Fläche p , parallel mit t , mit b , dann in der Richtung $p m$, $p m'$, $p d$ u. s. w. Indem nun Savart solche Platten vibriren ließ, um entweder das einfache diametrale System oder die Hyperbeln zu erhalten, fand er merkwürdige Beziehungen zwischen der Lage dieser Systeme und der Richtung der verschiedenen Elasticitätsaxen im Hainbuchenholz. Er erkannte, daß die Schwingungszahl nur indirect mit der Abtheilungsart zusammenhängt; denn zwei ähnliche Knotenfiguren können von verschiedenen Tönen herrühren, und umgekehrt bringt derselbe Ton oft ganz verschiedene Figuren hervor.

Indem Savart drei kleine prismatische Stäbe mit quadratischer Basis schwingen ließ, die aus solchen Würfeln nach den Richtungen $d c'$, $d f$ und $d r$ geschnitten waren, leitete er aus den hervorgebrachten Tönen das Verhältniß des Widerstandes ab, welches das Hainbuchenholz nach diesen drei auf einander rechtwinkligen Richtungen einer Biegung entgegensetzt; er fand, daß, wenn man diesen Widerstand nach der Richtung $d c'$ zur Einheit nimmt, der Widerstand in der Richtung $d r$ gleich 2,25, nach der Richtung $d f$ aber gleich 16 ist.

Ähnliche Versuche wurden mit Bergkrystall gemacht. Es ist bekannt, daß dieser Körper in sechsseitigen Säulen krystallisirt, welche durch sechsseitige Pyramiden begränzt sind, Fig. 629; die Linie $s s'$, welche die Gipfel der

Fig. 629.



Pyramiden verbindet, ist die Ase des Krystalls. In solchen Platten nun, welche senkrecht auf diese Ase geschnitten sind, kann das System der beiden diametralen rechtwinkligen Knotenlinien ohne merkliche Veränderung jede beliebige Lage annehmen, woraus hervorgeht, daß die Elasticität nach allen Richtungen rechtwinklig auf die Ase $s s'$ dieselbe ist.

Solche Platten, welche parallel mit der Ase geschnitten sind, haben nicht nach allen Richtungen dieselbe Elasticität. Wenn sie nach einer Richtung geschnitten sind, welche den Winkel zweier an einander stoßenden Säulenflächen halbirt, also z. B. nach der Richtung $f c$, Fig. 630,

Fig. 630.

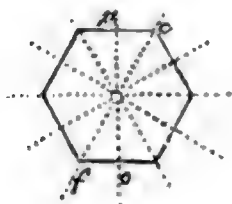


Fig. 631.

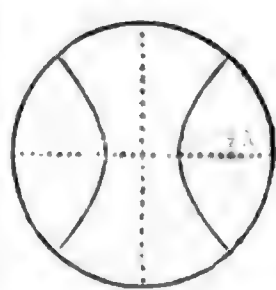
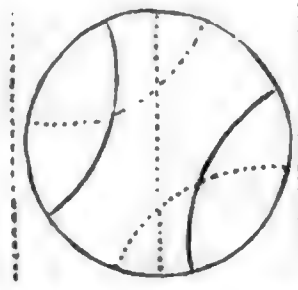


Fig. 632.



so geben sie die rechtwinkligen Knotenlinien oder das hyperbolische System, Fig. 631; wenn sie aber nach einer Richtung geschnitten sind, welche auf der Ebene einer Säulenfläche rechtwinklig steht, wie $p o$, so kann man nur

zwei einander ähnliche hyperbolische Systeme erhalten, Fig. 632, welche jedoch verschiedenen Tönen entsprechen. Der Winkel, welchen die Axen dieser Hyperbeln mit einander machen, beträgt 51 bis 52 Grad.

Platten, die nach anderen Richtungen geschnitten sind, geben noch andere Resultate.

Vibrationen solcher Körper, welche nach allen Dimensionen 328 **gleichmäßig ausgedehnt sind.** Es ist klar, daß alle festen Körper ebenso wie Stäbe und Platten vibriren können, und daß sie sich dabei durch *Knotenflächen*, welche mehr oder weniger unregelmäßig sind, abtheilen. Wenn also ein Block von Holz, Stein oder Eisen durch den Schlag eines Hammers ertönt, so entstehen in der Masse desselben sicherlich Systeme verdünnter und verdichteter Wellen, wie in einer Luftsäule, nur sind sie um so kürzer, je weniger compressibel die Materie ist. Es hat aber große Schwierigkeiten, nur einigermaßen bedeutende Massen in Schwingungen zu versetzen und von ihnen reine und anhaltende Töne zu erhalten, und ohne Zweifel sind deshalb bis jetzt nur sehr wenig Versuche über diesen Gegenstand gemacht worden. Massen von verschiedener Substanz und verschiedener Form würden sicherlich auf ihrer Oberfläche Knotenlinien zeigen, welche ein treffliches Mittel bieten könnten, um die Structur und die Elasticität dieser Körper zu studiren.

Schwingungen der Körper in verschiedenen Mitteln. Die 329 festen Körper können in verschiedenen Gasen und selbst in Flüssigkeiten gerade so vibriren wie in der Luft; man sieht aber ein, daß die Trägheit und der Widerstand des umgebenden Mittels einen Einfluß auf die Schnelligkeit der Schwingungen und also auch auf den hervorgebrachten Ton haben müssen. Dieser Einfluß ist um so bedeutender, als die Masse der Flüssigkeit, welche der feste Körper durch seine Bewegungen forttreiben muß, größer ist, und deshalb werden auch die Schwingungen, welche normal zur Oberfläche des Körpers sind, dadurch eine bedeutendere Modification erleiden als die tangentialen. Savart hat z. B. gefunden, daß eine Glasscheibe, welche durch einen rechtwinklig auf ihrer Oberfläche in ihrer Mitte befestigten kleinen Glasstab unter Wasser in Schwingungen versetzt wird, einen tiefern Ton giebt als in der Luft; die concentrischen Knotenlinien bleiben auch nicht dieselben, sie entfernen sich im Wasser vom Mittelpunkte. Diese Erscheinung, welche beim Uebergang von Luft in Wasser sehr merklich ist, findet auch noch, obgleich ungleich schwächer, Statt, wenn man denselben Körper in Gasen von verschiedener Natur und Dichtigkeit schwingen läßt.

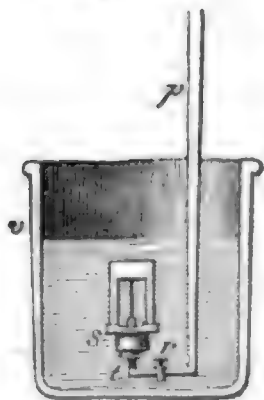
Bei Longitudinalschwingungen sind diese Unterschiede bei weitem geringer; ein longitudinal schwingender Stab giebt in Luft, in Wasser, ja selbst in Quecksilber, denselben Ton.

Viertes Kapitel.

Vibrationsbewegung flüssiger Massen.**330 Verschiedene Mittel Flüssigkeiten schwingen zu machen.**

Wenn zwei unter Wasser zusammenstoßende Körper ein Geräusch erzeugen, welches weithin wiederhallt, so ist die Flüssigkeit direct in allen Punkten erschüttert, in welchen sie die Oberfläche der schwingenden festen Körper berührt; das Wasser ist in diesem Falle erschüttert wie die Luft durch das Erzittern einer Glocke. Wenn Stäbe unter Wasser oder Quecksilber transversal oder longitudinal schwingen, so setzen diese Schwingungen ebenfalls durch einen directen Stoß die Flüssigkeit in Vibrationen. Man könnte also glauben, daß der Stoß fester Körper durchaus nöthig sey, um Flüssigkeiten vibriren zu machen; aber das Spiel der Syrene kann auch unter Wasser Schallschwingungen erzeugen, welche einen andern Ursprung haben. Man macht den Versuch auf folgende Weise: In Fig. 633 ist *v* ein weites und tiefes Gefäß, in welchem eine Syrene *s* befestigt ist; die Windröhre *t* ist durch einen Hahn *r* verschlossen und wird hier eine Zuleitungsröhre für Wasser, denn sie communicirt mit einer Bleiröhre *p*, welche mit Wasser

Fig. 633.



gefüllt ist, welches aus einem 12 bis 15 Fuß höher liegenden Reservoir kommt. Wenn der Apparat aufgestellt und befestigt ist, wird Wasser in das Gefäß *v* gegossen, bis die Syrene ganz unter Wasser steht, und dann der Hahn *r* geöffnet. Auf der Stelle dringt das Wasser hervor, die Platte der Syrene dreht sich, und man hört einen sehr bestimmten Ton.

Die Flüssigkeit, welche nun in rascher Abwechselung bald durch die Oeffnungen der Platte hindurchgeht, bald aufgehalten wird, verhält sich hier gerade so wie die Luft unter ähnlichen Umständen.

Es giebt ohne Zweifel noch andere Mittel, ohne den Stoß fester Körper, Schallschwingungen in Flüssigkeiten zu erzeugen. Man weiß z. B., daß ein Strom electrischer Funken mitten in einer Flüssigkeit ein Geräusch erzeugt, und wenn man einen Apparat anbringen könnte, um mitten im Wasser kleine Blasen von Knallgas zu entzünden, welche rasch auf einander folgen, so würde man sicher ein sehr intensives Geräusch hervorbringen, ohne andere feste Körper anzuwenden, als die Knöpfe der Metalldrähte, welche die Electricität leiten.

331 Verschiedene Mittel Schallschwingungen in Gasen zu erzeugen.

Wir haben schon gesehen, wie in der Luft Schallschwingungen durch die Explosion des Pulvers, durch die Schwingungen von Glocken, Platten,

Saiten u. s. w. erzeugt werden können. Es ist angedeutet worden, wie eine dünne Luftschicht, die sich an den Rändern einer Orgelpfeife bricht, Schallschwingungen einer Luftsäule veranlaßt; die Veränderung des Druckes, welcher an einem Punkte einer elastischen Säule stattfindet, theilt sich ihr rasch ihrer ganzen Ausdehnung nach mit, und die Luftsäule vibrirt wie ein fester Körper, der in irgend einer Stelle erschüttert worden ist.

Dasselbe findet auch bei der Flöte und dem Brummkreisel Statt, nur mit dem Unterschiede, daß bei der Flöte die Luft gegen die Ränder der Oeffnung geblasen wird, während im zweiten Fall die Oeffnung selbst durch die Rotation des Kreisels gegen die Luft stößt.

Bei den Lockpfeifen, deren sich die Jäger bedienen, um den Gesang der Vögel nachzuahmen, Fig. 634 und Fig. 635, ist die Sache etwas compli-

Fig. 634.



Fig. 635.



cirter. Die Schwingungen werden auch durch einen Luftstrom hervorgebracht, hier aber nimmt der Strom durch seine Bewegung einen Theil der Luft mit, welche in der Höhlung des Apparates enthalten ist; die verdünnte Luft kann

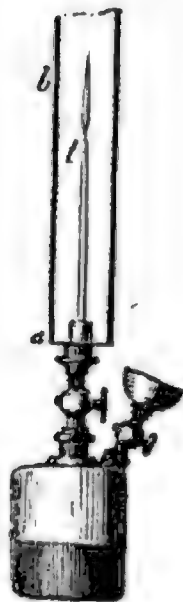
dem äußern atmosphärischen Druck nicht mehr widerstehen, die äußere Luft bringt im Ueberschuß ein; es erfolgt eine neue Verdünnung durch den Luftstrom u. s. w. Die in der Höhlung eingeschlossene Luft wird also abwechselnd verdünnt und verdichtet und macht Schwingungen, welche sich nach

Fig. 636.



außen hin fortpflanzen.

Fig. 637.



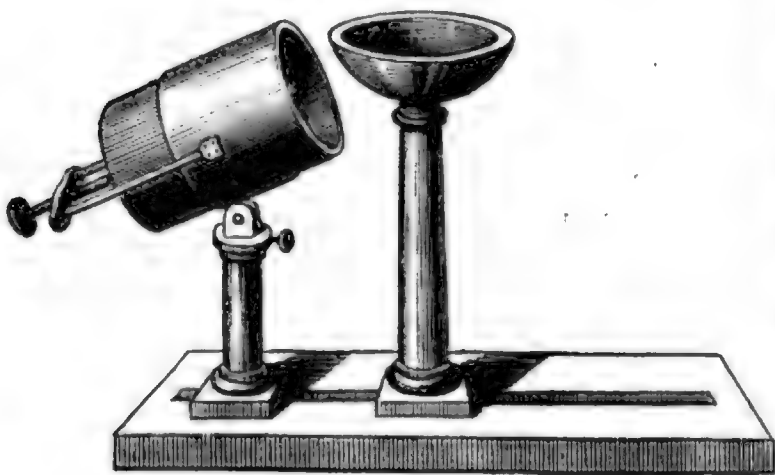
Durch ein ähnliches Spiel erklärt Savart die Töne, welche man beim Pfeifen mit dem Munde hervorbringt; die vorgestreckten und etwas zusammengebrückten Lippen bilden die vordere Oeffnung, und die Vibrationen werden dadurch hervorgebracht, daß die Luft in der Mundhöhle abwechselnd durch den Luftstrom verdünnt und durch den Druck der äußern Luft wieder verdichtet wird. Ein Beweis, daß es sich wirklich so verhält, ist, daß man dieses Pfeifen nachahmen kann, wenn man nur in eine Glasröhre bläß't, welche an dem einen Ende durch einen Korkstopfen verschlossen ist, Fig. 636, in dessen Mitte sich eine kreisförmige Oeffnung befindet.

Auch durch die Flamme einer Wasserstofflampe kann man Schallschwingungen in einer Luftsäule erzeugen. Wenn man Wasserstoffgas in irgend einem Gefaße, Fig. 637, erzeugt, dasselbe durch eine feine Oeffnung t austreten läßt und den Strom bei seinem Austritt in die atmosphärische Luft anzündet, so erhält man einen sehr intensiven Ton, wenn man eine lange weite Glasröhre über die Flamme hält, wie man es in der Figur

sieht. Der durch die Verbrennung gebildete Wasserdampf verdichtet sich rasch, und dadurch wird in einiger Entfernung von der Flamme ein verdünnter Raum erzeugt, in welchen die umgebende Luft eindringt, und da sich dies mit außerordentlicher Schnelligkeit wiederholt, so begreift man, daß ein Ton entstehen muß, dessen Höhe und Intensität von dem Volumen der Flamme und den Dimensionen der Röhre abhängen.

Endlich kann man eine begränzte Luftmasse durch Mittheilung in Schwingungen versetzen, d. h. dadurch, daß man in einiger Entfernung einen Ton erzeugt. Jedermann weiß, daß gewisse Töne der Stimme bedeutend an Intensität zunehmen, wenn man sie vor einem offenen Gefäß von passender Größe erzeugt. In diesem Falle vibriert die Luftmasse im Einklang mit jenem Ton und giebt ihm dadurch eine bedeutende Stärke. Da nun ein und dieselbe Luftmasse auf verschiedene Weise vibriren kann, so reicht es hin, um sie durch Mittheilung schwingen zu machen, in einer kleinen Entfernung irgend einen der Töne zu erzeugen, mit denen sie sich in Einklang setzen kann. Um das Phänomen regelmäßiger zu machen, hat Savart zwei Röhren von großem Durchmesser so in einander gesteckt, daß sich die eine in die andere verschieben läßt, wie die Röhren eines Fernrohrs; sie können an beiden oder auch nur an einem Ende offen seyn.

Fig. 638.



Dadurch ist es möglich, die mitklingende Luftsäule nach Belieben zu verändern und sie tauglich zu machen, den an dem offenen Ende mit einer Stimmgabel oder einer Glocke erzeugten Ton zu verstärken. Die Töne erhalten dadurch eine Stärke und Rundung, welche überrascht, wenn man sie zum ersten Male hört. Sa-

vart's Apparat ist Fig. 638 abgebildet; die Glocke *t* wird durch einen Fiedelbogen angestrichen.

- 332 Von den Modificationen, welche der Ton der Röhren durch die Richtung des Windes, so wie durch die Größe und Stellung des Mundlochs erleidet. Nach Savart's Versuchen hat die Richtung des Windes bei prismatischen Röhren und selbst bei sphärischen Höhlungen gar keinen Einfluß auf den Ton. In einer Röhre von quadratischer Basis z. B. ist, wenn nur das Mundloch immer dieselben Dimensionen behält, der Ton derselbe, mag nun eine der Seitenkanten oder einer der beiden horizontalen Ränder die brechende Kante seyn.

Die Größe und Stellung des Mundlochs hat dagegen einen sehr bedeutenden Einfluß. Es ist schon bemerkt worden, daß, wenn man die Weite des Mundlochs, d. h. die Entfernung der Lippen, vergrößert, die Röhre leichter ihren Grundton giebt; daß sie aber leichter die harmonischen Töne giebt, wenn man das Mundloch enger macht. Einen andern Einfluß übt die Breite des Mundlochs aus. Wenn z. B. in einer quadratischen Röhre das Mundloch die ganze Breite einer Seite hat, so erhält man einen höhern Ton, als wenn man das Mundloch schmaler macht; man kann auf diese Weise den Ton selbst bis zur Septime herunterstimmen, besonders, wenn die Röhre fast kubisch ist. Deshalb bringen auch die Orgelbauer zu beiden Seiten des Mundlochs kleine Bleiplatten an, welche *Ohren* genannt werden und die man durch Biegen etwas nähert oder von einander entfernt, um den Accord zu erhalten.

Von dem Einfluß der Dimensionen auf die Schwingungen in 333 Röhren. Wir haben gesehen, daß die Töne einer Röhre nur von ihrer Länge abhängen, wenn diese Länge im Vergleich zum Durchmesser sehr bedeutend ist; wenn aber diese Bedingung nicht erfüllt ist, so ist das Gesetz der Schwingungen weit complicirter. Die wichtigsten Resultate, zu welchen *Savart* durch seine ausgedehnten Untersuchungen über diesen Gegenstand gelangte, sind folgende:

1) Rechteckige prismatische Röhren, deren Mundloch die Breite einer Seite des Querschnittes haben, bringen denselben Ton hervor, wenn die auf der Linie des Mundlochs rechtwinkligen Schnitte gleichen Flächeninhalt haben, und wenn gleichzeitig die Breite dieses Schnittes wenigstens $\frac{1}{6}$ der Höhe beträgt.

2) Wenn die letztere Bedingung allein erfüllt ist, so scheinen die Schwingungszahlen sich wie die Quadratwurzeln der Durchschnitte zu verhalten.

3) Die Schwingungszahlen ähnlicher Röhren mit ähnlichen Mundlöchern verhalten sich wie die entsprechenden Dimensionen der Röhren.

Dieses Gesetz gilt selbst für sphärische Höhlungen, deren Mundlöcher auf größten Kreisen liegen und gleichviel Grade einnehmen.

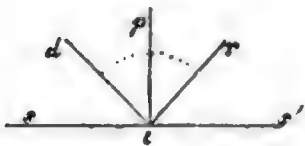
Die Wände, welche eine Luftmasse einschließen, haben einen 334 Einfluß auf ihre Schwingungen. Man weiß schon lange durch oft wiederholte Versuche, daß der Ton eines Hornes und einer Trompete von der Materie des Instrumentes und dem Grade der Härtung abhängt; ein Horn z. B., welches im Feuer gehärtet ist, ohne daß man seine Gestalt geändert hat, würde nur gedämpfte Töne geben. Die Orgelbauer kennen auch den Einfluß des Stoffs der Röhren auf die Natur des Tons, und sie versichern, daß man die Natur des Zinnes an den Metallröhren oder des Holzes an den Holzröhren nur etwas zu verändern brauche, um das Instrument schlecht zu machen. Diese Beobachtungen sind durch die zahlreichen

Versuche bestätigt worden, welche Savart mit Röhren von mehr oder weniger gespanntem Pergament und mehr oder weniger feuchtem Papier angestellt hat; er fand: 1) daß der Ton in quadratischen Röhren, deren Seite 9 Linien und deren Höhe 1 Fuß beträgt, sich um mehr als eine Octave herunterstimmen läßt, wenn man das Papier, welches die Wände bildet, mehr und mehr anfeuchtet; dieses Papier war auf die festen Kanten des Prisma's wie auf einen Rahmen aufgeklebt; 2) daß sich der Ton durch dieses Mittel um so leichter herabstimmen läßt, je kürzer die Röhren sind; in kubischen Röhren kann man ihn um mehr als zwei Octaven herabstimmen; 3) daß man nur einen Theil der Wand aus Papier oder Pergament zu machen braucht, um den Ton herabzustimmen.

335 Von der Reflexion des Schalls und dem Echo. Wenn die Schallwellen aus einem Mittel in ein anderes übergehen, so erleiden sie immer eine partielle Reflexion; wenn sie aber auf ein festes Hinderniß stoßen, so werden sie vollständig reflectirt.

Mag nun die Reflexion partiell oder vollständig seyn, so ist doch der Reflexionswinkel stets dem Einfallswinkel gleich; dieses allgemeine Gesetz kann nur durch die Principien der Mechanik bewiesen werden, und wir müssen uns hier damit begnügen, es verständlich zu machen. Es sey $s s'$, Fig. 639, die Trennungsfläche der beiden Mittel, etwa Luft und Wasser,

Fig. 639.



und eine Schallwelle bewege sich in der Richtung $d i$ gegen die Wasserfläche, so wird ein Theil der Bewegung in das Wasser übergehen; ein anderer Theil aber wird sich in der Richtung $i r$ fortpflanzen, welche mit dem Perpendikel $i p$ einen eben so großen Winkel macht wie $d i$, d. h. der Reflexionswinkel $r i p$ ist dem Einfallswinkel $d i p$ gleich. Dieselbe Erscheinung würde nach demselben Gesetze stattfinden, wenn $s s'$ die Trennungsfläche zweier Gase oder auch nur zweier Gasschichten von verschiedener Dichtigkeit wäre, oder wenn $s s'$ die Gränzfläche eines festen Körpers wäre, nur würde in dem letzten Falle der reflectirte Ton weit intensiver seyn. Ein Beobachter also, welcher sich in irgend einem Punkte der Linie $i r$ befindet, würde den Ton gerade so hören, als ob er von i oder einem Punkte der Verlängerung der Linie $r i$ ausginge.

Auf diesem allgemeinen Princip beruht die Erklärung des Echo's.

Wenn das Echo den Ton zu seinem Ausgangspunkt zurückschickt, so treffen die Schallwellen rechtwinklig auf die reflectirende Fläche. In diesem Falle kann ein Echo eine größere oder geringere Anzahl von Sylben unter Bedingungen wiederholen, welche leicht zu ermitteln sind. Wenn man schnell spricht, so kann man in zwei Sekunden deutlich 8 Sylben aussprechen, in 2 Sekunden durchläuft aber der Schall 2mal 340 Meter; wenn sich also in einer Entfernung von 340 Metern ein Echo befindet, so wird

es alle Sylben in gehöriger Ordnung zurückschicken, und die erste wird nach 2'', d. h. dann zum Beobachter zurückkommen, wenn er eben die letzte ausgesprochen hat. In dieser Entfernung kann also ein Echo 7 bis 8 Sylben wiederholen; es giebt aber auch solche, welche 14 bis 15 Sylben zu wiederholen im Stande sind.

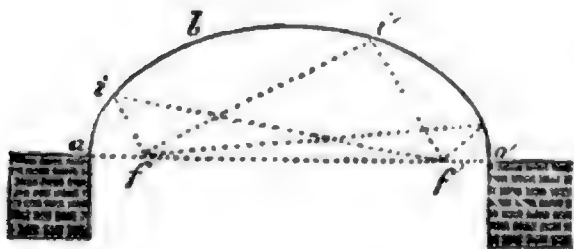
Es ist nicht durchaus nöthig, daß die reflectirende Fläche hart und platt sey, denn man beobachtet auf dem Meere oft, daß Wolken ein Echo bilden.

Schallwellen müssen auch in einer wolkenlosen Atmosphäre reflectirt werden, wenn die Sonne mit aller Kraft Wärme auf der Erdoberfläche entwirft, denn nicht an allen Stellen kann die Erwärmung gleich seyn, weil Verdampfung, Schatten und andere Ursachen es verhindern. Diese ungleiche Temperatur veranlaßt eine Menge aufsteigender warmer und niedersinkender kalter Luftströmungen von ungleicher Dichtigkeit; so oft also eine Schallwelle aus einem solchen Luftstrom in einen andern übergeht, wird sie eine theilweise Reflexion erleiden, und wenn auch der reflectirte Ton nicht stark genug ist, um ein Echo zu bilden, so wird doch dadurch der directe Ton merklich geschwächt. Dies ist sicherlich, wie Humboldt bemerkt, die Ursache, warum sich der Schall des Nachts weiter verbreitet als bei Tage, selbst mitten in den Wäldern von Amerika, wo die bei Tage schweigenden Thiere des Nachts die Atmosphäre mit tausend verworrenen Tönen erfüllen.

Die Erklärung der vielfachen Echo's, d. h. solcher, welche dieselbe Sylbe mehrmals wiederholen, beruht auf denselben Principien, denn da ein reflectirter Ton von Neuem reflectirt werden kann, so ist klar, daß zwei reflectirende Flächen einen Ton gegenseitig auf einander zurückwerfen können, wie zwei gegenüberstehende Spiegel sich das Licht zusenden. So kann ein vielfaches Echo zwischen zwei entfernten parallelen Mauern entstehen. Früher gab es nahe bei Verdun ein solches Echo, welches dasselbe Wort 12- bis 13mal wiederholte; es war durch zwei benachbarte Thürme gebildet.

Endlich giebt es Echo's, welche den Ton nach einer bestimmten Stelle hin tragen. Nehmen wir an, der Querschnitt eines Gewölbes sey eine Ellipse, Fig. 640, deren Brennpunkte in f und f' sind. Ein von f ausge-

Fig. 640.



hender Ton wird von allen Stellen des Gewölbes nach f' reflectirt, denn es ist eine Eigenschaft der Ellipse, daß, wenn man von f und f' Strahlen nach demselben Punkte der Kurve zieht, daß diese auch gleiche Winkel mit der Normale dieses Punktes machen.

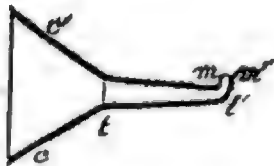
Wenn also eine Person in f , die andere in f' steht, so können sie sich gegenseitig verstehen, wenn sie auch ganz leise sprechen, wenn auch die Entfer-

nung der beiden Punkte f und f' 50 bis 100 Fuß beträgt, während man in allen zwischenliegenden Punkten kein Wort hören kann.

336 Von den Knotenflächen, welche man in großen vibrirenden Luftmassen beobachtet. Wenn man in einem Saal oder auch nur in einem gewöhnlichen Zimmer einen intensiven anhaltenden Ton erzeugt, so beobachtet man, daß der Ton nicht an allen Stellen des Umfangs gleiche Intensität hat; an einigen Stellen ist er sehr stark, an anderen schwach; diese letzteren Stellen verhalten sich wie Schwingungsknoten, in denen die Luft nur unbedeutende Vibrationen macht. Savart hat versucht, den Lauf dieser Schwingungsflächen zu verfolgen; wir wollen hier nur das Verfahren angeben, dessen er sich bediente, denn es hat sich darüber bis jetzt noch kein einfaches allgemeines Resultat ergeben.

Der Ton wurde mit einer Glocke und einer Verstärkungsröhre erzeugt und an verschiedenen Stellen mit einer Art künstlichen Ohres aufgefangen; dieser letztere Apparat ist Fig. 641 dargestellt. $c c'$ ist ein hohler Kegel,

Fig. 641.



$t t'$ eine Röhre und $m m'$ eine Membrane, welche auf den Rändern der gekrümmten Röhre so befestigt ist, daß man ihr verschiedene Grade der Spannung ertheilen kann. Die Axe des Kegels wird nach der Stelle hingerichtet, von welcher der Ton kommt, und man beurtheilt die Stärke des Schalls nach den Be-

wegungen des Sandes, mit welchem die Membrane bestreut ist.

Die Größe und Gestalt des Umfangs und alle Zufälligkeiten, welche die Wände darbieten, sind eben so viele Ursachen, welche die Lage der Knotenflächen modificiren. Was die Ursache betrifft, welche diese Knoten erzeugt, so ist sie ohne Zweifel in dem Beegnen directer und reflectirter Wellen zu suchen, doch hat man darüber bis jetzt noch zu wenig Erfahrungen gemacht, um die Aufstellung einer Theorie versuchen zu können.

Fünftes Kapitel.

Vibrationen einiger musikalischen Instrumente.

Mittheilung der Schallschwingungen zwischen festen und flüs- 337
figen Körpern. Flüssigkeiten und Gase erhalten im Allgemeinen ihre Vibrationsbewegung nur durch den directen Stoß fester Körper, oder wenigstens durch Vermittelung fester Körper, wie dies bei der Syrene und den Röhren der Fall ist; wenn sie aber einmal diese Bewegung empfangen haben, so können sie dieselbe festen Körpern mittheilen, auf welche sie treffen. So sieht man z. B. die Saite eines Instrumentes in Schwingungen gerathen, wenn sie von den Schallschwingungen des Tons, welchen sie selbst giebt, oder eines seiner harmonischen Töne getroffen wird; so erzittern die Fensterscheiben heftig unter dem Einfluß gewisser Töne der Stimme oder des Knalls einer Kanone. Diese Erscheinung, welche man so auffallend bei leicht beweglichen festen Körpern wahrnimmt, findet auch bei größeren trägen Massen und weniger elastischen Körpern Statt, und es giebt vielleicht keinen Dom, dessen große Glocke nicht gewisse Pfeiler und gewisse bedeutende Massen auf merkliche Weise erzittern macht. Es ist hier erlaubt, aus dem, was man beobachtet hat, auf das Nichtbeobachtete zu schließen, und da eine feste Masse unter dem Schlage eines Hammers in Schwingungen gerathen und einen bestimmten Ton geben kann, so kann man schließen, daß er in mehr oder minder merkliche Schwingungen gerathen muß, wenn dieser Ton, durch Luft oder Wasser sich fortpflanzend, ihn trifft. Man kann aber annehmen, daß sie durch jeden Ton zum Schwingen gebracht werden kann, denn ein fester Körper kann, auf passende Weise in Schwingungen versetzt, alle möglichen Töne, entweder als Grundton, oder als harmonische Töne, hervorbringen, und alle diese Töne müssen auch im Stande seyn, ihn auf irgend eine Weise vibriren zu machen. Wenn noch ein Zweifel über die Richtigkeit dieses Schlusses herrschen sollte, so braucht man nur zu bemerken, daß ein jeder in einer Flüssigkeit erregte Ton mit größerer oder geringerer Leichtigkeit durch eine feste Masse fortgepflanzt werden kann, und daß dies nur dann möglich ist, wenn die feste Masse mit diesem Ton unisono schwingt. Es wäre interessant zu wissen, wie die Bewegung von der Schiefe der Oberflächen gegen die einfallenden Wellen abhängt, doch haben wir über diesen Gegenstand nur sehr wenig Versuche. Savart hat z. B. gezeigt, daß eine auf einen Rahmen gespannte Membrane ganz anders schwingt, je nachdem man eine tönende Platte parallel oder perpendicular zu ihr hält.

In dem ersten Falle sind ihre Schwingungen tangential, im zweiten normal, wie die der Platte.

Es ist wahrscheinlich, daß Flüssigkeiten wirksamer sind als Gase, um auf diese Weise feste Körper in Schwingungen zu versetzen, und wenn man Körper von verschiedener Form unter Wasser brächte, so würde man ohne Zweifel ihre Schwingungen mit Hülfe von Sand ebenso wahrnehmen wie in der Luft.

338 Mittheilung der Schallschwingungen in zusammenhängenden festen Körpern. Da die Schwingungen sich von Flüssigkeiten auf feste Körper fortpflanzen, so werden sie sich noch weit eher über ein System zusammenhängender fester Körpertheile verbreiten. Ein solches System bildet ein Ganzes, welches, wenn ein Punkt in Schwingungen versetzt wird, sich wie ein einzelner fester Körper in einzelne schwingende Theile abtheilt, die durch Schwingungsknoten getrennt sind. Jeder einzelne Theil verliert gewissermaßen seine Individualität, seine Verbindung mit den benachbarten Stücken hindert ihn so zu schwingen, wie es geschehen würde, wenn er allein wäre.

Savart hat viele Versuche über diesen Gegenstand gemacht; er hat seine Apparate auf mancherlei Weise abgeändert, um zu zeigen, daß sich die Vibrationen wirklich über ein ganzes System von Platten, Streifen, Glo-

Fig. 642.



Fig. 643.



Fig. 644.



Fig. 645.



Fig. 646.

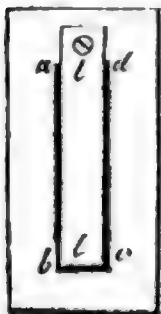


ken, Saiten u. s. w. verbreiten. Unter den Resultaten, die sich in seiner Abhandlung (Annal. de Phys. et de Chim. T. 25) niedergelegt sind, wollen wir folgendes Beispiel hervorheben, welches den Vortheil hat, zugleich den Einfluß nachzuweisen, welchen die Richtung der Bewegung auf die Bildung der Schwingungsknoten hat. Eine Holzplatte *a*, Fig. 642, ist an dem einen Ende befestigt, an dem andern aber durch eine Saite *b* gespannt, welche durch einen Schlüssel *e* mehr oder weniger angezogen werden kann. Sobald die Saite durch einen Fiedelbogen angestrichen wird, geräth auch die Platte *a* in

Schwingungen. Für denselben Ton sind die Knotenlinien, welche sie auf der obern und untern Seite zeigt, von der Schiefe des Fiedelbogens oder der Richtung abhängig, in welcher die Platte schwingt, wie man in Fig. 643 bis 646, S. 76, sieht, wo a den Querschnitt der Platte, h die Richtung des Fiedelbogens, s und s' die entsprechenden Knotenlinien auf die obere und untere Fläche der Platte darstellen. Die Schwingungen pflanzen sich nicht allein fort, sondern ihre Richtung hängt auch davon ab, in welcher Richtung das erste Theilchen bewegt wird., welchem sich die Bewegung der Saite mittheilt.

Von den Zungenpfeifen. Eine Zunge ist im Allgemeinen eine vibri- 339
rende Platte, welche durch einen Luftstrom in Bewegung gesetzt wird. Es
sey z. B. in Fig. 647 p eine Platte von Zink oder Kupfer, welche 2 bis 3

Fig. 647.



Millimeter dick ist; in derselben sey eine rechteckige Oeffnung $a b c d$, 3 Centimeter lang und 7 bis 8 Millimeter breit, und über derselben sey eine sehr dünne und sehr elastische Messingplatte befestigt, wie die Figur zeigt. Diese Platte kann vibriren, indem sie an den Rändern $a b$, $b c$ und $c d$ hinstreift. Man hat auf diese Weise ein ganz einfaches Zungenwerk, und um es in Bewegung zu setzen, braucht man nur die Platte p der Länge nach auf die Lippen zu setzen und so zu blasen, daß der Wind gegen das freie Ende

der Platte l gerichtet ist. Der Luftstrom versetzt sie in Schwingungen, die Oeffnung wird abwechselnd geöffnet und geschlossen, bald strömt die Luft aus, bald ist der Strom gehemmt; auf diese Weise entstehen Schallschwingungen, deren Länge von der Anzahl der Vibrationen abhängt, welche die Platte l nach ihren Dimensionen und ihrer Elasticität in einer gegebenen Zeit machen kann. Der Ton ist derselbe, als ob die Platte durch mechanische Mittel in Schwingungen versetzt würde, nur ist er bei weitem intensiver. Wenn man auf einer und derselben Platte mehrere solcher Streifen befestigt, welche die auf einander folgenden Töne einer Tonleiter geben, so kann man auf diese Weise ein Instrument machen, welches geeignet ist, um darauf Melodien zu spielen.

Das Zungenwerk der Orgeln beruht auf demselben Princip, nur ist hier die Zunge anders befestigt. Man unterscheidet daran zwei an einander stoßende Röhren, t und t' , Fig. 648 a. f. S., einen Stopfen b , welcher sie trennt, und das eigentliche Zungenwerk, welches durch den Stopfen hindurchgeht. Das Zungenwerk selbst ist Fig. 649 in größerem Maßstabe dargestellt; es ist aus drei wesentlichen Stücken, der Rinne r , der Zunge l und dem Stimmdraht z zusammengesetzt.

Die Rinne ist eine prismatische oder halb cylindrische Röhre, welche unten

Fig. 648.

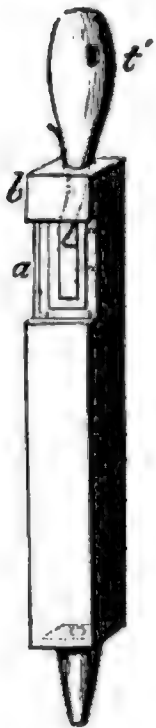
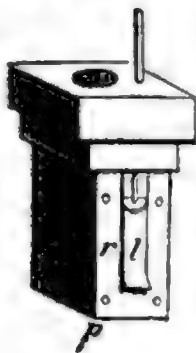


Fig. 649.



verschlossen und oben offen ist, auf der Seite aber noch eine Oeffnung hat, durch welche die beiden Röhren mit einander verbunden sind.

Die Zunge ist die vibrirende Platte; in ihrer natürlichen Lage verschließt sie die Seitenöffnung der Rinne entweder ganz, oder doch fast ganz, d. h. sie streift während ihrer Oscillationen mit den drei freien Rändern an den Rändern der Oeffnung; die vierte Seite ist entweder durch eine Schraube oder durch Löthung an der Röhre befestigt.

Der Stimmdraht ist ein starker Metalldraht, welcher unten doppelt gekrümmt ist und seiner ganzen Breite nach die Zunge andrückt. Sie läßt sich mit einiger Reibung in dem Stopfen auf- und abschieben, und dadurch ist es möglich, den schwingenden Theil der Zunge zu verlängern oder zu verkürzen, denn der Theil, welcher über dem Stimmdraht ist, kann nicht schwingen.

Der Wind des Blasebalgs tritt durch den Fuß der Röhre *t* ein und drückt gegen die Zunge, um sich einen Ausweg zu verschaffen, dringt dann durch die Rinne und tritt aus der Röhre *t* aus. Die auf diese Weise aus der Gleichgewichtslage gebrachte Zunge kehrt alsbald, vermöge ihrer Elasticität, zurück und macht auf diese Weise Schwingungen, welche so lange dauern als der Luftstrom anhält. Die Fig. 648 stellt eine Zungenpfeife dar, an welcher der der Zunge gegenüberstehende Theil der Röhre *t* von Glas ist, damit man das Spiel dieser Zunge besser beobachten könne. Die Zahl der Schwingungen hängt von den Dimensionen der Zunge und ihrer Elasticität ab und ist im Allgemeinen wenig von derjenigen verschieden, welche die Zunge machen würde, wenn sie durch ein mechanisches Mittel frei für sich in Schwingungen versetzt würde. Die Verbindung mit den Röhren giebt aber dem Ton einen eigenthümlichen Klang und eine außerordentliche Intensität. Die Intensität hängt besonders von der Geschwindigkeit des Luftstroms, der Klang aber von der Gestalt der Röhren ab. Man sieht leicht ein, daß ein stärkerer Luftstrom die Zunge in Oscillationen von größerer Amplitude versetzt, während ihre Dauer unverändert bleibt; die Intensität des Tons wächst also mit der Geschwindigkeit des Luftstroms, vorausgesetzt, daß diese Geschwindigkeit nicht so groß ist, daß die Zunge gebogen wird und in derselben ein Schwingungsknoten entsteht. Man begreift ferner, daß die Zunge, die Röhren und die Luftmassen, welche sie enthalten, ein vibrirendes System bilden, dessen einzelne Theile sämmtlich dazu beitragen, dem Ton einen eigenthümlichen Klang zu geben. Eine Hauptbedingung, damit eine Zungenpfeife

gut anspricht und einen vollen angenehmen Ton giebt, ist, daß die Luftmassen in den Röhren eine solche Gestalt und Ausdehnung haben, daß sie leicht mit der Zunge in Einklang kommen können. Diese Bedingung kann aber für jede der beiden Röhren auf unzählige Weisen erfüllt werden, und man hat zahlreiche Versuche gemacht, um auf diese Art articulirte Töne hervorzubringen, welche die menschliche Stimme nachahmen. Mehrere dieser Versuche sind nicht ohne Erfolg geblieben, namentlich hat vor Kurzem Faber in Wien eine Maschine construirt, welche nicht allein jeden Buchstaben des Alphabets, sondern beliebige Worte vollkommen vernehmlich hervorbringt.

Bei den Orgeln sind die Zungenpfeifen etwas anders construirt, um einen besondern Klang hervorzubringen; sie unterscheiden sich von den oben beschriebenen dadurch, daß die Ränder der Zunge auf die Ränder der Rinne aufschlagen, wie man Fig. 650 sieht.

Fig. 650.



Das Mundstück des Fagotts, des Hautbois, der Clarinette sind ebenfalls Zungenwerke, in welchen die Zunge auf verschiedene Weise angebracht ist.

Von den Saiteninstrumenten. Alle Saiteninstrumente haben einen resonirenden Kasten, und Jedermann weiß, daß die Eigenthümlichkeit des Tons von der Construction desselben abhängt. Die Saite, der Kasten und die Luft, welche er enthält, bilden ein vibrirendes System, an welchem jeder Theil dem Ton einen besondern Klang giebt. Die Saite giebt den Ton, d. h. alle anderen Stücke des Instrumentes müssen sich mit ihr in Einklang setzen und dazu auf entsprechende Weise durch Knotenlinien abtheilen.

Es ist klar, daß die Verbindung der Saite mit dem ganzen System ihren Ton, den sie vermöge ihrer Länge und Spannung giebt, nicht verändern kann, denn die Punkte, in welchen sie den Steg berührt, bilden nothwendig einen Schwingungsknoten, und wenn die Schwingungsknoten einmal bestimmt sind, so ist auch der Ton bestimmt. Es ist also durchaus nöthig, daß der Kasten von einer solchen Substanz verfertigt sey und daß er eine solche Gestalt habe, daß er leicht mit den Tönen aller Saiten in Einklang kommen kann und daß er seine Schwingungen auch leicht der eingeschlossenen Luft mittheilt. Diese mannigfachen Bedingungen zeigen, wie schwer es ist, ein gutes Saiteninstrument, z. B. eine gute Violine, zu machen, denn wenn auch der Stoff des Kastens leicht schwingt, so könnte er doch eine solche Gestalt haben, daß der eingeschlossenen Luft nur schwer diese Schwingungen mitgetheilt werden

können, und das Instrument ist schlecht; etwas mehr Elasticität oder Festigkeit des Holzes am obern Deckel erfordert eine ganz andere Gestalt des Kastens, und deshalb können zwei Violinen von verschiedener Gestalt doch gleich gut seyn, andere aber von ganz gleicher Gestalt können doch sehr verschieden, die eine kann sehr gut, die andere nur mittelmäßig seyn.

Oft reicht eine kleine Veränderung der beweglichen Theile hin, eine Violine etwas besser oder schlechter zu machen, denn die Schwingungen pflanzen sich durch den Steg auf die obere und durch die Seele auf die untere Wand des Kastens fort, und die Stellung dieser Theile ist von bedeutendem Einfluß. Savart hat sehr interessante Versuche angestellt, um mit Hülfe von Sand den Augen sichtbar zu machen, wie sich die Vibrationen den verschiedenen Theilen der Violine mittheilen, und es ist ihm auf diese Weise gelungen, die wesentlichsten Functionen anzugeben, welche jedem einzelnen Theil zukommen. Jedes einzelne Stück muß jedoch so vielen verschiedenen Bedingungen Genüge leisten, daß es fast unmöglich ist, sie genau zu analysiren; und wenn man irgend einen Theil abändern wollte, um ihn für irgend einen Zweck tauglicher zu machen, so würde er wahrscheinlich für einen andern Zweck untauglicher werden, man würde vielleicht auf der einen Seite mehr verlieren als auf der andern gewinnen.

Sechstes Kapitel.

Die Geschwindigkeit des Schalls in verschiedenen Mitteln.

- 341 **Geschwindigkeit des Schalls in gasförmigen Körpern.** Newton hatte in dem zweiten Buch seiner „Philosophiae naturalis principia mathematica“ einen Ausdruck für die Geschwindigkeit des Schalls in der Luft gegeben, welcher ein zu kleines Resultat gab, nämlich nur $\frac{5}{6}$ von der beobachteten Schallgeschwindigkeit. Newton selbst suchte diese Differenz zu erklären, die wahre Ursache aufzufinden blieb aber La Place vorbehalten. Die Bewegung, welche den Schall erzeugt, kann sich in keinem Mittel fortpflanzen, ohne die Moleküle zu comprimiren, denen sie sich mittheilt; da aber jede Compression von einer Wärmeentbindung begleitet ist, so vermuthete La Place, daß diese frei werdende Wärme das Gesetz der Elasticität modificirt, und daß sie es ist, welche die Geschwindigkeit des Schalls beschleunigt. Wenn die verdichtete Welle Wärme erzeugt, so wird in der verdünnten Welle Wärme gebunden, und man sollte denken, daß diese entgegengesetzten Wirkungen sich gegenseitig aufhoben; sie compensiren sich auch

wirklich in Beziehung auf die Temperatur, denn der Schall, welcher sich in der Luft fortpflanzt, bringt keine merkliche Wirkung auf das Thermometer hervor; dies hindert aber nicht, daß doch eine Modification der Elasticität stattfindet.

La Place giebt für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls in Gasen und Dämpfen folgende Formel:

$$v = \sqrt{\frac{g h}{d}} k,$$

in welcher v die in Metern ausgedrückte Geschwindigkeit der Fortpflanzung in 1'', g die beschleunigende Kraft der Schwere (also 9,8088^m), h die auf 0° reducirte Höhe der Quecksilbersäule, welche die Spannkraft des Gases mißt; d die Dichtigkeit des Gases, wenn die des Quecksilbers bei 0° zur Einheit genommen wird, und endlich k den Quotienten der Wärmecapacität des Gases bei constantem Druck, dividirt durch seine Wärmecapacität bei constantem Volumen, bezeichnet.

Um diese Formel auf Luft, unter beliebigem Druck und beliebiger Temperatur anzuwenden, muß man bemerken, daß die Luft unter einem Druck von 76 Centimetern und bei einer Temperatur von 0 Grad 10466,82mal leichter ist als Quecksilber, daß also bei einem Druck h und einer Temperatur t

$$d = \frac{h}{0,76 \cdot 10466,82 (1 + a t)}$$

und also

$$v = \sqrt{9,8088 \cdot 0,76 \cdot 10466,82 (1 + a t)} k,$$

und da für Luft $k = 1,3748$ ist, so kommt

$$v = 327,52 \sqrt{1 + a t}$$

für die Geschwindigkeit des Schalls in der Luft bei 0°. Für a ist der Ausdehnungscoefficient der Luft zu setzen.

Man sieht, daß diese Geschwindigkeit nur von der Temperatur, nicht aber vom Druck abhängig ist.

Nach dieser Formel läßt sich auch die Geschwindigkeit des Schalls für andere Gase und Dämpfe berechnen, wenn für sie der Werth von k bekannt ist; umgekehrt aber kann man aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls den Werth von k berechnen. Es giebt aber ein einfaches Mittel, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls in irgend einem Gase zu ermitteln; man braucht nur eine Röhre von bekannter Länge mit diesem Gase zu füllen, sie tönen zu lassen und den Ton zu merken, welchen sie giebt. Diese Versuche sind für die Theorie der Wärme nicht weniger interessant als für die Akustik, und man sieht, bis zu welcher Vollkommenheit

La Place diese Theorien entwickelt hat, da es nun hinreicht, daß ein Experimentator den Ton hört, welchen eine Gassäule in einer Röhre von bekannter Länge hervorbringt, um daraus die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls in diesem Gase und das Verhältniß seiner specifischen Wärmen zu kennen (Dulong Ann. de Chim. et de Phys. T. 41, p. 113).

342 Geschwindigkeit des Schalls in Flüssigkeiten. Um die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls in Flüssigkeiten zu berechnen, hat La Place folgende Formel gegeben:

$$v = \sqrt{\frac{g}{\lambda}},$$

wo v und g dieselbe Bedeutung haben wie in der vorigen Formel, λ aber die Verkürzung bezeichnet, welche eine horizontale Flüssigkeitssäule von 1^m Länge in einer unelastischen Röhre unter einem ihrem Gewichte gleichen Drucke erleidet.

Um diese Formel anwenden zu können, muß man λ kennen. Diese Größe ist aber leicht zu bestimmen, wenn man die Zusammendrückbarkeit einer Flüssigkeit durch den Druck einer Atmosphäre kennt. Das Wasser wird z. B. durch den Druck einer Atmosphäre um 47,85 Milliontel seines Volumens zusammengedrückt; durch den Druck einer Atmosphäre wird also eine 1^m lange Wassersäule in einer unelastischen Röhre um 47,85 Milliontel Meter zusammengedrückt. Der Druck der Atmosphäre entspricht aber einem Quecksilberdruck von 0,76^m bei einer Temperatur von 10° und dem Druck einer Wassersäule von 10,2934^m; eine Wassersäule von 1^m Höhe würde also eine Verkürzung von $\frac{0,00004785}{10,2934}$ oder 0,0000046486 Metern hervorbringen, und dies ist der Werth von λ für Wasser; substituirt man diesen Werth von λ in der Formel, so findet man, daß die Geschwindigkeit des Schalls in Wasser von 10 Grad 1453 Meter in der Sekunde beträgt.

Die vorstehende Formel kann leicht auf folgende Weise umgeformt werden:

$$v = \sqrt{\frac{9,8088 \cdot 0,76 \cdot 13,544 \cdot 1000000}{d \cdot c}},$$

wo d die Dichtigkeit der Flüssigkeit, im Vergleich zum Wasser, und c ihre Zusammendrückbarkeit für eine Atmosphäre bezeichnet.

Nach dieser Formel ist die Geschwindigkeit des Schalls in folgenden Flüssigkeiten bei 10° berechnet:

Namen der Flüssigkeiten	Dichtigkeit	Zusammen- drückbarkeit	Geschwindigkeit des Schalls in 1"
Aether	0,712	131,35	1039 ^m
Alkohol	0,795	94,95	1157
Ehlormwasserstoffäther	0,874	84,25	1171
Terpentinöl	0,870	71,35	1276
Wasser	1	47,85	1453
Quecksilber	13,5	3,38	1484
Salpetersäure	1,403	30,55	1535
Wasser mit Ammoniak gesättigt	0,9	33,05	1842

Das Wasser ist die einzige unter diesen Flüssigkeiten, welche einem directen Versuch unterworfen worden ist. Colladon fand die Geschwindigkeit des Schalls im Wasser des Genfersees gleich 1435 Metern in der Sekunde, was von der berechneten Zahl 1453 nur wenig abweicht.

Die Zahlen der letzten Columnne sind alle mit einer Ungewißheit behaftet, welche besonders von der Ungewißheit des Werthes für die Zusammendrückbarkeit abhängt. Nimmt man z. B. für Alkohol den von Dersted angegebenen Werth der Zusammendrückbarkeit, so würde sich für die Geschwindigkeit des Schalls 2423 Meter in der Sekunde ergeben, während man sie nur gleich 1157^m findet, wenn für die Zusammendrückbarkeit des Alkohols der von Colladon und Sturm gefundene Werth zu Grunde liegt.

Geschwindigkeit des Schalls in festen Körpern. Die Formel, 343 welche La Place für Flüssigkeiten gegeben hat, läßt sich auch auf feste Körper anwenden, nur herrscht noch einige Ungewißheit in Beziehung auf die Ermittlung des Werthes von λ . Man nimmt zwar an, daß eine horizontale Metallstange gleichviel verkürzt oder verlängert wird, wenn sie mit gleicher Kraft gedrückt oder gezogen wird, und da man für feste Körper leichter die Verlängerung als die Verkürzung messen kann, so nimmt man an, daß

$$v = \sqrt{\frac{g}{\lambda}}$$

für λ die Verlängerung zu setzen ist, welche eine 1^m lange Stange erleidet, wenn sie durch ein Gewicht gezogen wird, welches dem ihrigen gleich ist. Die Verlängerung ist aber nicht dieselbe, wenn man annimmt, daß die Stange nur an ihren Enden gezogen wird, oder wenn man annimmt, daß dieser Zug auf alle Punkte ihrer Oberfläche wirkt. Mehrere Betrachtungen lassen annehmen, daß für λ bei festen Körpern, wie bei Flüssigkeiten, die Veränderung des Volumens zu nehmen sey, welche der Stab erleidet, wenn auf alle Punkte seiner Oberfläche gleiche Kräfte wirken. In dieser Voraussetzung müßte man für λ $\frac{3}{2}$ der Verlängerung nehmen, welche ein Stab

erleidet, wenn er nur an seinen beiden Enden gezogen wird. Nach den Versuchen von Colladon und Sturm verlängert sich ein Glasstab um 11 Zehnmilliontel seiner Länge, wenn die ziehende Kraft dem Druck einer Atmosphäre gleich ist; man müßte also $3\frac{1}{2} = 16,15$ Zehnmilliontel für die Vergrößerung des Volumens nehmen, wenn der Glasstab an allen Punkten seiner Oberfläche diesen Zug auszuhalten hätte. Berechnet man daraus die Vergrößerung des Volumens, welche eine dem Gewicht eines 1 Meter langen Glasstabes äquivalente ziehende Kraft hervorbringt, so ergibt sich 4959 Meter für die Geschwindigkeit des Schalls in dem Glase.

Um die Schallgeschwindigkeit in festen Körpern durch den Versuch zu ermitteln, haben Ehlbani und Savart Versuche angestellt. Das Princip, auf welchem sie beruhen, ist folgendes:

Es sey v die Geschwindigkeit des Schalls in der Luft, l die Länge einer offenen Röhre und n die Anzahl der Schwingungen, welche die Luftsäule in ihr in 1'' macht, wenn sie ihren Grundton giebt; die Länge der Schallwellen, welche in diesem Falle erzeugt werden, ist gleich der Länge l der Röhre; die n Undulationen, welche in einer Sekunde erzeugt werden, bilden also eine Länge $n l$, welche der Schallgeschwindigkeit v gleich ist, man hat also

$$v = n l.$$

Es sey ferner v' die Schallgeschwindigkeit in irgend einem festen Körper, l die Länge eines cylindrischen oder prismatischen Stabes von dieser Substanz; n' die Anzahl der Vibrationen, welche der longitudinal schwingende Stab in einer Sekunde macht, wenn er seinen Grundton giebt, wenn er also an beiden Enden frei ist und in der Mitte einen Schwingungsknoten hat; die Länge der Wellen, welche in diesem Falle in seiner eigenen Substanz entstehen, ist l , die n' Undulationen, welche er in einer Sekunde macht, würden also eine Länge $n' l$ bilden, welche gleich der Schallgeschwindigkeit v' , d. h. gleich dem Raum ist, welchen der Schall in diesem Körper in 1'' zurücklegen würde. Es ist also

$$v' = n' l.$$

Verbindet man diese Gleichung mit der vorigen, so kommt

$$v' = v \frac{n'}{n},$$

woraus hervorgeht, daß man, um die Geschwindigkeit des Schalls in irgend einem Körper zu finden, nur den Grundton zu hören braucht, welchen ein aus dieser Substanz verfertigter Stab hervorbringt, wenn er longitudinal schwingt, und dann diesen Grundton mit dem Grundton einer gleich langen offenen Röhre vergleicht. Der Quotient dieser beiden Töne, multiplicirt mit der Schallgeschwindigkeit in der Luft, giebt die verlangte Geschwindigkeit.

Nehmen wir z. B. an, man ließe einen 8 Fuß langen Stab von Pinienholz longitudinal schwingen, indem man ihn in der Mitte festhält und an

einem Ende mit einem mit Colophonium überzogenen Luche reibt, so würde der hervorgebrachte Ton mit dem \bar{c} eines Klaviers im Einklang seyn. Man weiß aber, daß eine 8 Fuß lange offene Röhre den Ton \underline{C} giebt, es ist also für diesen Fall $\frac{n'}{n} = \frac{2^5}{2} = 16$, in Tannenholz ist also die Geschwindigkeit des Schalls 16mal größer als in der Luft, oder

$$v' = 340 \cdot 16 = 5440.$$

Durch eine Reihe ähnlicher Versuche hat Chladni die Geschwindigkeit des Schalls in mehreren festen Körpern bestimmt, wie man in folgender Tabelle sieht.

Namen der Substanzen:	Geschwindigkeit, verglichen mit Schallgeschwindigkeit in der Luft.
Fischbein	$6\frac{2}{3}$
Zinn	$7\frac{1}{2}$
Silber	9
Nußbaumholz	$10\frac{2}{3}$
Eichenholz	$10\frac{2}{3}$
Messing	$10\frac{2}{3}$
Pflaumenbaumholz	$10\frac{2}{3}$
Erdene Pfeifenröhren	10 bis 12
Kupfer	12
Birnbaumholz	$12\frac{1}{2}$
Rothbuchenholz	$12\frac{1}{2}$
Ahornholz	$12\frac{1}{3}$
Akazienholz	$14\frac{2}{5}$
Ebenholz	$14\frac{2}{5}$
Hagebuchenholz	$14\frac{2}{5}$
Ulmenholz	$14\frac{2}{5}$
Erlenholz	$14\frac{2}{5}$
Birkenholz	$14\frac{2}{5}$
Lindenholz	15
Kirschbaumholz	15
Weidenholz	16
Pinienholz	16
Glas	$16\frac{2}{3}$
Eisen oder Stahl	$16\frac{2}{3}$
Tannenholz	18.

Die von Savart gefundenen Zahlen stimmen im Allgemeinen mit

denen von Ghladni überein, Savart hat aber außerdem noch nachgewiesen, daß für ein und denselben Körper Verschiedenheiten stattfinden, welche von Unterschieden in dem Molekularzustande abhängen.

Sie b e n t e s K a p i t e l .

Von der Stimme und dem Gehör.

344 Von der menschlichen Stimme. Das Stimmorgan ist aus mehreren Theilen zusammengesetzt, welche ohne anatomische Betrachtung nicht vollständig studirt werden können, wir müssen uns deshalb darauf beschränken, im Allgemeinen die Anordnung der Theile zu betrachten, welche am directesten zur Hervorbringung der Stimme mitwirken.

Es ist bekannt, daß die Luftröhre eine Röhre ist, welche auf der einen Seite mit dem Schlund, auf der andern in den Lungen endigt. Ihre wesentlichste Function ist die Luft durchzulassen, sey es nun beim Ein- oder beim Ausathmen; sie ist fast cylindrisch und aus knorpeligen Ringen zusammengesetzt, welche durch biegsame häutige Ringe verbunden sind. Am untern Ende theilt sie sich in zwei Röhren, die Bronchien, von denen die eine rechts, die andere links geht. Jeder dieser Aeste verzweigt sich weiter nach allen Seiten hin in das Gewebe der Lunge. Oben endigt die Luftröhre mit dem Kehlkopf, welcher vorzugsweise das Stimmorgan ist.

Der Kehlkopf besteht aus 4 Knorpeln, welche erst in spätem Alter verknöchern, nämlich dem Ringknorpel (*cartilago cricoidea*), dem Schildknorpel (*cartilago thyroidea*) und den beiden Gießkannenknorpeln (*cartilagine arytenoideae*). Diese Knorpel sind unter sich und mit dem obern Ringe der Luftröhre verbunden und können durch verschiedene Muskeln auf das Mannigfaltigste bewegt werden. Die innere Wand des Kehlkopfs bildet eine Verlängerung der Luftröhre, die immer enger wird, bis zuletzt nur eine von vorn nach hinten gerichtete Spalte, die Stimmritze (*glottis*), übrig bleibt. Die Ränder dieser Stimmritze sind größtentheils durch die Stimmbänder gebildet. Nach vorn hin sind diese Stimmbänder an dem Schildknorpel, am entgegengesetzten Ende aber ist das eine Stimmband an dem einen, das andere Stimmband an dem andern Gießkannenknorpel angewachsen, so daß, jenachdem die Knorpel durch die entsprechenden Muskeln mehr genähert oder entfernt werden, die Stimmbänder mehr oder weniger gespannt sind, und die Stimmritze größer oder kleiner wird. Die Stimmbänder selbst bestehen aus einem sehr elastischen Gewebe.

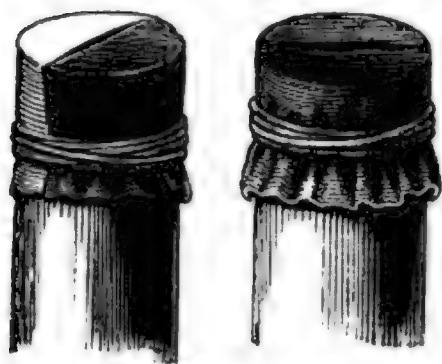
Ueber den Lippen der Stimmriße befinden sich zwei sackartige Höhlungen, die eine auf der rechten, die andere auf der linken Seite, welche sich 8 bis 9 Linien weit seitwärts erstrecken und eine Höhe von 5 bis 6 Linien haben; es sind dies die *ventriculi Morgagni*. Die oberen Ränder dieser Ventrikel bilden gleichsam eine zweite Stimmriße, welche 5 bis 6 Linien über der andern liegt. Die obere Stimmriße kann durch den Kehldedeckel (*epiglottis*), welcher eine fast dreieckige Haut oder vielmehr ein Knorpel ist, verdeckt werden; dieser Kehldedeckel ist mit der einen Seite nach vorn hin angewachsen, und verhindert, wenn er die Stimmriße verdeckt, daß Speisen und Getränke in die Luftröhre gerathen können, indem diese über den Kehldedeckel hinweg in den Schlund gelangen.

Die Bildung von Tönen in den menschlichen Stimmwerkzeugen hat man schon auf gar verschiedene Weise zu erklären gesucht, ohne daß diese Erklärungen genügend gewesen wären, bis Johannes Müller in Berlin durch seine classischen Untersuchungen über diesen Gegenstand (*Handbuch der Physiologie des Menschen*, zweiten Bandes erste Abtheilung; und: *Ueber die Compensation der physischen Kräfte am menschlichen Stimmorgan*) außer Zweifel gesetzt hat, daß die Bildung von Tönen im Kehlkopf, der in Zungenpfeifen ganz analog ist.

Ein Zungenwerk beruht darauf, daß ein Körper, der für sich durch Anstoßen entweder gar keine, oder doch nur schwache und klanglose Töne hervorbringt, durch den continuirlichen Stoß der Luft einen Ton erzeugt, welcher seiner Länge und seiner Elasticität entspricht. Bis jetzt hat man sich vorzugsweise nur mit der Untersuchung fester metallischer oder hölzerner Zungen beschäftigt und die Zungenwerke mit membranösen, durch Spannung elastischen Zungen ziemlich vernachlässigt. Zwar zeigte schon Ferrain (*Mém. de l'acad. d. sc.* 1741) durch treffliche Versuche, die auch von Anderen bestätigt wurden, daß die Stimmbänder in gewisser Beziehung mit gespannten Saiten zu vergleichen seyen; Biot und Cagniard de la Tour ersetzten die Stimmbänder durch elastische Membranen von Kautschuck, die sie über eine Röhre spannten, doch reichen diese Versuche noch nicht hin, um eine vollkommene Parallele zwischen diesen Zungenwerken und dem Stimmorgan zu begründen. Müller machte zahlreiche Versuche mit membranösen Zungen. Wenn man von einer dünnen Kautschuckplatte einen Streifen abschneidet und denselben über einen Ring oder einen Rahmen von Holz spannt, so giebt er nur einen ganz schwachen, klanglosen Ton, wenn er, wie eine Saite gezerrt wird. Wenn aber zu beiden Seiten des Streifens eine steife Platte von Pappe oder Holz befestigt wird, so daß nur eine schmale Spalte auf jeder Seite übrig bleibt, so hat man eine Mundharmonika, deren Zunge aus Kautschuck besteht und welche nun einen reinen, starken und klangreichen Ton giebt. Auch ohne die festen Platten

zu beiden Seiten kann man den Streifen zum Tönen bringen, wenn mit einem feinen Röhrchen ein Luftstrom gegen denselben geblasen wird. Mit membranösen Platten kann man Töne hervorbringen, wenn man über die eine Hälfte eines kurzen Rohrs eine Kautschukplatte spannt und die andere Hälfte mit einer festen Platte bedeckt, so daß nur eine feine Spalte bleibt, wie Fig. 651, oder indem man eine Spalte bildet, die von beiden Seiten

Fig. 651. Fig. 652.



durch membranöse Platten begränzt wird, wie Fig. 652. Mit solchen Vorrichtungen erhält man Töne, wenn man in die Röhre bläst. Ohne hier auf die von Müller mit membranösen Zungen angestellten Versuche weiter einzugehen, wollen wir nur die Bildung der Töne im Stimmorgan selbst noch etwas näher betrachten.

Sowohl Beobachtungen an lebenden Menschen und Thieren, als auch die Versuche an ausgeschnittenen Kehlköpfen menschlicher Leichen zeigen, daß die Stimme in der Stimmröhre und weder über, noch unter ihr gebildet wird. Befindet sich eine Oeffnung in der Luftröhre (also unter der Stimmröhre), so hört die Stimme auf, sie kehrt aber wieder, sobald diese Oeffnung verschlossen wird; dahingegen bringt eine Oeffnung in den Luftwegen oberhalb der Stimmröhre eine solche Wirkung nicht hervor. Magendie hat sich überzeugt, daß die Stimme fort dauert, wenn die oberen Stimmbänder und der obere Theil der Cartilagines arytenoideae verletzt sind; ebenso hat er an lebenden Thieren, deren Stimmröhre bloßgelegt wurde, beobachtet, daß die Stimmbänder beim Tongeben in Schwingungen gerathen.

Die entscheidendsten Versuche stellte Müller mit ausgeschnittenen Kehlköpfen an, die er auf eine passende Weise auf einem Brettchen befestigte.

Fig. 653.

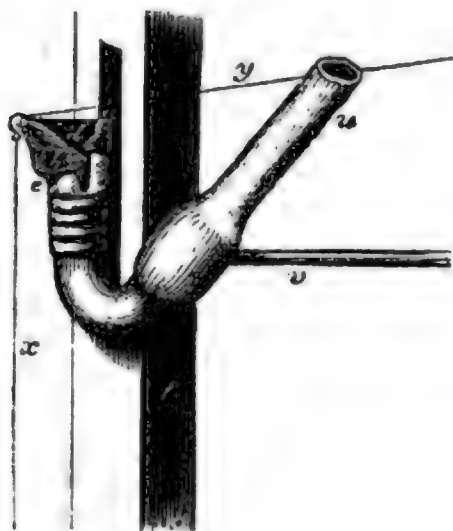


Fig. 653 stellt einen solchen Kehlkopf von der Seite gesehen dar. *a* ist einer der cartilagines arytenoideae (der andere liegt hinter dem gezeichneten), *b* ist der untere Theil des Schildknorpels, *c* die innere Haut des Kehlkopfs, die in den Stimmbändern endigt, welche zwischen den Knorpeln *a* und *b* ausgespannt sind. Der obere Theil des Schildknorpels bis zur Stelle, wo die Stimmbänder angewachsen sind, die ventriculi Morgagni, die oberen Stimmbänder und der Kehldöckel sind weggeschnitten, damit man die Bänder der Stimmröhre besser sehen kann.

Um den Kehlkopf gehörig zu befestigen, wird er mit seiner hintern Wand auf das Brettchen gelegt und der Ringknorpel darauf festgebunden; um die cartilaginee arytenoideae zu befestigen, wird ein Psfriemen quer durch dieselben gesteckt, so daß sie neben einander auf demselben fixirt sind und man sie nach Belieben von einander entfernen oder dicht zusammenrücken kann; der Psfriemen selbst wird alsdann durch Schnüre ebenfalls an das Brettchen unbeweglich angezogen. Ist nun auf diese Art die hintere Wand des Kehlkopfs befestigt, so läßt sich den Stimmbändern durch Anziehen des Schildknorpels jede beliebige Spannung geben. Mit so präparirten Kehlköpfen machte Müller eine Menge von Versuchen; wir können hier nur die wichtigsten seiner Resultate hervorheben.

Die unteren Stimmbänder geben bei enger Stimmriße volle und reine Töne beim Anspruch durch Blasen von der Luftröhre aus; diese Töne kommen denen der menschlichen Stimme sehr nahe; sie unterscheiden sich von denen, welche man erhält, wenn die ventriculi Morgagni, die obern Stimmbänder und der Kehldeckel noch vorhanden sind, nur durch ihre geringere Stärke, indem diese Theile, wenn sie vorhanden sind, stark mitschwingen und resoniren; die ventriculi Morgagni haben offenbar nur den Zweck, die Stimmbänder von außen frei zu machen.

Bei gleicher Spannung der Stimmbänder hat die größere oder geringere Enge der Stimmriße keinen wesentlichen Einfluß auf die Höhe des Tons, nur spricht bei weiter Stimmriße der Ton schwerer an und ist weniger klangvoll.

Im Leben geschieht die Spannung der Stimmbänder hauptsächlich dadurch, daß die musculi crico-thyreoidae den Schildknorpel gegen den Ringknorpel herabziehen, was an unserm Präparat dadurch nachgeahmt werden kann, daß man in dem Schildknorpel mittelst eines Hakens eine Schnur x befestigt und diese mit Gewichten belastet. Indem Müller diese Gewichte von $\frac{1}{2}$ bis 37 Loth vermehrte, konnte er alle Töne zwischen ais und dis, also ungefähr $2\frac{1}{2}$ Octaven, hervorbringen.

Wenn auch der Faden x nicht durch Gewichte belastet ist, so sind doch die Stimmbänder noch nicht völlig abgespannt; um eine stärkere Abspannung und noch tiefere Töne zu erhalten, bringt man eine Schnur y , Fig. 653, an, welche über eine Rolle gehend mit Gewichten belastet wird, um dadurch den Schildknorpel gegen die cartilaginee arytenoideae zu ziehen, wodurch die Wirkung des musculus thyreo-aryteonideus nachgeahmt wird. Bei einem solchen Versuch erhielt Müller durch ein Gewicht von $\frac{3}{10}$ Loth den Ton dis, durch Vermehrung des Gewichts bis zu 3,8 Loth konnte der Ton bis H vertieft werden; durch eine solche Abspannung der Stimmbänder kann man also die tiefsten Baßtöne der Bruststimme hervorbringen.

Werden die Stimmbänder durch Gewichte gespannt, welche in der Richtung ihrer Länge wirken, so vermehrt sich die Schwingungszahl bei größerer Spannung nicht proportional der Quadratwurzel der Spannung, sondern in einem geringern Verhältniß. Auch die vom Kehlkopf isolirten Stimmbänder zeigen, wenn sie mit Hülfe eines durch ein Röhrchen hervorgebrachten Luftstroms zum Tönen gebracht werden, ein ähnliches Verhalten.

Daß die Stimmbänder bei den Brusttönen schlaff, bei den Falsettönen gespannt sind, ist von Biscovius zuerst entdeckt worden; indessen läßt sich bei einem gewissen Grade der Abspannung bei verschiedenem Anspruch sowohl ein Brustton als ein Falsetton hervorbringen. Bei den Falsettönen schwingt aber nicht, wie bei den Flageolettönen der Saiten, ein aliquoter Theil der Länge der Stimmbänder; der wesentliche Unterschied beider Register besteht darin, daß bei den Falsettönen bloß die feinen Ränder der Stimmbänder, bei den Brusttönen die ganzen Stimmbänder lebhaft und mit großen Excursionen schwingen. Diese Thatsache ist zuerst von Lehfeldt beobachtet worden. Der Falsetton erfolgt leichter bei ganz schwachem Blasen.

Bei großer Abspannung sind die Stimmbänder nicht allein ganz ungespannt, sondern im Zustand der Ruhe auch runzelig und faltig; sie erhalten erst durch das Blasen die zum Schwingen nöthige Tension.

Bei gleicher Spannung der Stimmbänder läßt sich durch stärkeres Blasen der Ton oft bis zu einer Quinte und mehr in die Höhe treiben.

Die Länge der Luftröhre und ihre membranöse Beschaffenheit, Mund- und Nasenhöhle, der Kehldedeckel u. s. w. scheinen nach Müller's Versuchen nur einen Einfluß auf den Klang durch Resonanz, nicht aber auf die Höhe und Tiefe der Töne zu haben.

345 Stimmorgan der Thiere. Bei den Säugethieren sind die Stimmorgane im Wesentlichen ebenso construirt wie beim Menschen; auch bei ihnen wird der Ton durch die unteren Stimmbänder erzeugt, ja bei den Wiederkäuern fehlen die *ventriculi Morgagni* und die oberen Stimmbänder sogar ganz. Bei den Affen sind die resonirenden Theile des Stimmorgans sehr eigenthümlich; so findet sich z. B. beim Orang-Utang, dem Mandrill und dem Pavian ein häutiger Sack unter dem Zungenbein. Am größten ist dieser resonirende Apparat bei den Heulaffen der neuen Welt.

Die Stimme der Amphibien entsteht wie bei den Säugethieren im Kehlkopf; sowohl die Frösche, als auch die Krokodile haben Stimmbänder. Beim männlichen Frosche treten beim Tongeben zugleich häutige Säcke am Halse nach außen, welche zur Verstärkung des Tones dienen. Bei den Fröschen fehlt die Luftröhre, die Bronchien gehen sogleich aus dem Kehlkopf hervor.

Bei den Vögeln befindet sich das Stimmorgan nicht am obern, sondern am untern Ende der Luftröhre, nämlich da, wo sie sich in die Bron-

chien theilt; Cuvier zeigte, daß eine Amsel, eine Elster, eine Ente nach Durchschneidung der Luftröhre noch zu schreien vermag. Die anatomische Untersuchung bestätigt dies Resultat, denn man findet am obern Ende der Luftröhre nur eine Verengerung, eine Spalte, welche keineswegs zur Erzeugung von Tönen geeignet ist, während man am untern Ende einen wunderbar eingerichteten, zur Hervorbringung einer großen Reihe hoher und tiefer Töne geeigneten Apparat findet; doch ist es nicht möglich, davon eine Idee zu geben, ohne zu sehr in anatomische Details einzugehen. Was die Theorie der Vogelstimme betrifft, so herrscht darüber noch eine große Unge-
wissenheit, wenigstens ist es noch nicht bewiesen, daß das Stimmorgan der Vögel auch als eine Zungenpfeife zu betrachten sey.

Das Gehörorgan. Der einzige äußere Theil dieses Organs ist die 346 Ohrmuschel, deren Windungen nur eine Ausbreitung des Gehörgangs ist. Der Gehörgang ist durch ein sehr elastisches Häutchen, das Trommelfell, begrenzt, welches die Trommelhöhle verschließt. Die Trommelhöhle steht durch die Eustachische Röhre mit der Mundhöhle in Verbindung, und dadurch ist es möglich, daß sich die Luft in der Trommelhöhle erneuern und beständig mit dem Druck der äußern atmosphärischen Luft ins Gleichgewicht setzen kann. In der Trommelhöhle befindet sich eine Reihe von Knöchelchen, die ihren Namen von ihrer Gestalt haben, nämlich der Hammer, der Ambos, das linsenförmige Knöchelchen des Sylvius und der Steigbügel; der Hammer theilt sich wie ein Winkelhebel in zwei Arme, wovon der eine mit dem Trommelfell verwachsen, der andere in den Ambos eingelenkt ist; der Ambos ist durch das sylvische Bein mit dem Steigbügel verbunden. Die Trommelhöhle steht durch das ovale und das runde Fenster mit dem Labyrinth in Verbindung. Das ovale Fenster ist durch die Fußplatte des Steigbügels verschlossen, das runde Fenster aber ist mit einem feinen Häutchen überspannt; dieses Häutchen trennt die Trommelhöhle von einem knöchernen, spiralförmig gewundenen Kanal, der Schnecke. Das ovale Fenster trennt die Trommelhöhle von dem Vorhof, der mit drei halbkreisförmigen knöchernen Kanälen in Verbindung steht, die mit einer graulichen Materie angefüllt sind.

Der Vorhof und die Schnecke sind mit einer wässrigen Flüssigkeit, dem Labyrinthwasser, angefüllt, in welchem sich die letzten Fäden des akustischen Nerven verbreiten.

Es ist schwierig ohne die Anschauung von anatomischen Präparaten oder Modellen eine klare Vorstellung dieses complicirten Organismus zu geben. Die beistehenden Figuren können dies vielleicht einigermaßen.

Fig. 654 zeigt das Labyrinth, welches aus der Schnecke *s* und dem Vorhofe mit dem ovalen Fenster *v* und seinen halbkreisförmigen Kanälen besteht; *n* ist der akustische Nerv.

Fig. 655 zeigt die Gehörknöchelchen einzeln; es ist nämlich *m* der Ham-

Fig. 654.



Fig. 655.



Fig. 657.

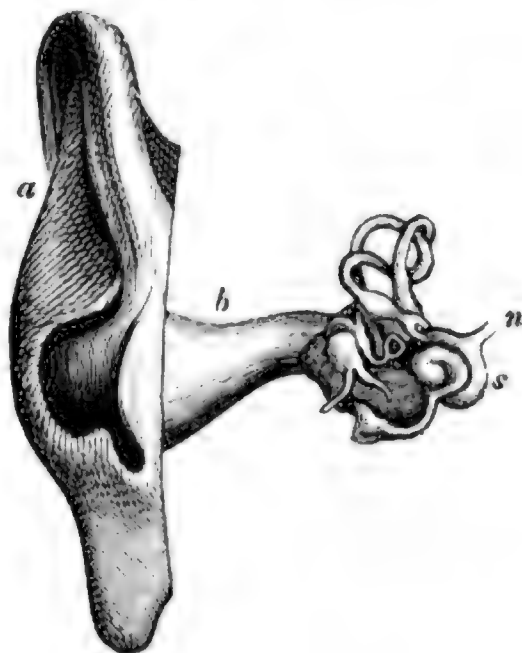


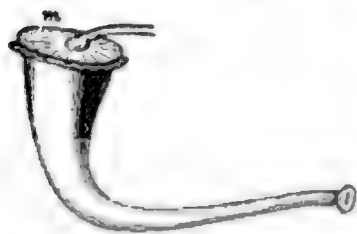
Fig. 656.



mer, *o* der Amboss, *i* das linsenförmige Knöchelchen und *t* der Steigbügel; Fig. 656 zeigt diese Knöchelchen mit dem Trommelfell *c*. Die Fig. 657 endlich zeigt das ganze Ohr mit dem Gehörgang *b* und der Ohrmuschel *a*.

Die Ohrmuschel dient dazu, die Schallwellen aufzunehmen und durch den Gehörgang zum Trommelfelle hinzuleiten; dadurch nun wird das Trommelfell in Vibrationen versetzt, die durch die Gehörknöchelchen und durch die Luft in der Trommelhöhle zum Labyrinth geleitet werden. Durch verschiedene Muskeln kann nun das Trommelfell mehr oder weniger gespannt und nach innen gezogen werden; ist das Trommelfell einwärts gezogen, so wird dadurch der Steigbügel gegen das ovale Fenster gedrückt, und so pflanzen sich also die Vibrationen vom Trommelfelle aus, durch lauter feste Körper bis zu der Flüssigkeit des Labyrinthes fort; auf diese Weise erleidet der Schall keine solche Schwächung, als wenn er erst aus Luft in einen festen Körper, dann wieder in Luft und aus dieser erst in die Flüssigkeit übergehen müßte. Um einen starken Schall ohne Nachtheil zu empfinden, wird das Trommelfell nach außen gezogen; es wird dadurch erschlafft und der Steigbügel vom ovalen Fenster abgerückt, so daß die Schallwellen nun wirklich wieder vom Trommelfell in Luft und von dieser erst in das Labyrinth gelangen und dadurch an Intensität verlieren. Die Vibrationen der Flüssigkeit des Labyrinthes theilen sich endlich den in ihr schwimmenden Nervenfasern mit.

Den Einfluß, welchen die größere oder geringere Spannung des Trommelfells auf das Gehör hat, kann man durch ein Hörrohr, Fig. 658, nachweisen, welches mit einer Membrane überspannt ist; man braucht ihre Spannung nur zu vermehren oder zu vermindern, um auch die Lebhaftigkeit der Empfindung zu steigern oder zu schwächen.



Das Wesentlichste am Gehörorgan ist der Gehörnerv; daher kann das Trommelfell verletzt und die Reihe der Gehörknöchelchen unterbrochen seyn, ohne daß deshalb das Gehör ganz aufhört; ja bei manchen Thieren, wie bei den Krebsen, besteht das Gehörorgan nur aus einem mit Flüssigkeit gefüllten Bläschen, auf welchem sich der Hörnerv ausbreitet.

Obgleich man über das Wesen des Gehörorgans im Ganzen sich ziemlich Rechenschaft geben kann, so ist man doch über die Funktionen der einzelnen Theile noch nicht ganz im Reinen.

Sechstes Buch.

Von dem Lichte.

Allgemeine Bemerkungen über die Fortpflanzung des Lichts.

347 Die allergewöhnlichsten Wahrnehmungen lehren uns, daß ein leuchtender Punkt sein Licht nach allen Seiten hin aussendet; eine brennende Kerze z. B. würde von allen Punkten einer Kugeloberfläche aus sichtbar seyn, in deren Mittelpunkt sie sich befindet; ebenso verhält es sich mit einem phosphorescirenden Körper, einem electrischen Funken u. s. w. Was sich im Kleinen bei unseren gewöhnlichen Erfahrungen zeigt, findet auch in der ungeheuern Ausdehnung der Himmelsräume Statt. Die Sonne verbreitet ihren Glanz nach allen Richtungen des Raumes; ihr Licht trifft gleichzeitig die Erde, die übrigen Planeten, die Cometen und alle Körper des Firmaments, welche Stelle sie auch auf der unendlichen Himmelskugel einnehmen mögen.

Alle leuchtenden Körper bestehen wesentlich aus wägbarer Materie; der leere Raum kann wohl das Licht fortpflanzen, aber nicht erzeugen. Alle leuchtenden Körper nun lassen sich in immer kleinere und kleinere Theilchen zerlegen, und die letzten noch physikalisch wahrnehmbaren Theilchen heißen leuchtende Punkte. So wie also jeder Körper eine Vereinigung von Molekülen oder Atomen ist, so ist ein leuchtender Körper eine Vereinigung leuchtender Punkte.

348 In einem homogenen Mittel verbreitet sich das Licht stets in gerader Linie. Wenn man auf einem langen Lineale drei Scheiben anbringt, in deren Mittelpunkt sich eine kleine Oeffnung befindet, so kann man durch diese drei Oeffnungen auf große Entfernung hin eine Kerzenflamme sehen; man sieht sie aber nicht mehr, sobald die drei Oeffnungen nicht in einer geraden Linie liegen. Es versteht sich von selbst, daß man eine Menge vom Lichte ganz unabhängiger Mittel hat, um sich zu überzeugen, ob drei Punkte in einer geraden Linie liegen.

Wenn ein Lichtstrahl eine polirte Glastafel oder einen Metallspiegel etwa

in der Richtung $l i$ trifft, so wird er in der Richtung $i k$ zurückgeworfen und bewegt sich dann in dieser neuen Richtung geradlinig fort, so lange das Mittel, in dem er sich befindet, homogen bleibt.

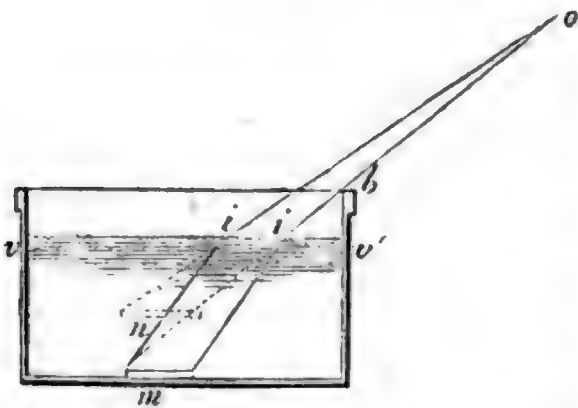
Fig. 659.



Diese Ablenkung, welche das Licht erfährt, wenn es auf polirte Oberflächen trifft, heißt Reflexion oder Spiegelung des Lichtes.

In einem heterogenen Mittel pflanzt sich das Licht in krummen Linien fort. Wenn das Licht aus Wasser in Luft übergeht, so erleidet es eine auffallende Ablenkung. Um sich davon zu überzeugen, reicht es hin, ein Gefäß v , Fig. 660, zu nehmen, das Auge o so zu stellen,

Fig. 660.



daß man nur eben den Rand eines Geldstücks m sieht und das übrige durch den Rand b des Gefäßes verdeckt ist, und dann Wasser in das Gefäß zu gießen; in dem Maße nun, in welchem das Niveau des Wassers steigt, scheint sich auch das Geldstück zu erheben, bis es endlich ganz sichtbar wird, obgleich es ruhig an seiner Stelle liegen blieb. Das Licht gelangt also jetzt nicht in gerader Linie

vom Geldstück m zum Auge, aber es verbreitet sich sowohl im Wasser als auch in der Luft nach geraden Linien. Wir werden später sehen, daß es die gebrochene Linie $m i o$ beschreibt.

Durch die atmosphärische Luft sehen wir die Gestirne schon vor ihrem eigentlichen Aufgang und nach ihrem wahren Untergang, daher kommt es, daß eine Mondfinsterniß für uns schon sichtbar seyn kann, während wir auch die Sonne noch über dem Horizont sehen; obgleich also im Moment einer solchen Finsterniß die Sonne, die Erde und der Mond in einer geraden Linie liegen, sehen wir doch die Sonne und den Mond gleichzeitig über dem Horizont, es scheint also, als ob die Erde nicht auf der geraden Linie läge, welche man sich von der Sonne zum Mond gezogen denken kann. Diese Erscheinung ist der ganz ähnlich, daß man das Geldstück im Gefäß sehen kann, obgleich die Gefäßwand sich zwischen dem Auge und dem Geldstück befindet. Der einzige Unterschied ist nur der, daß die Lichtstrahlen, indem sie die nach der Oberfläche der Erde hin allmählig dichter werdenden Schichten der Atmosphäre durchlaufen, keine so plötzliche Veränderung in der Richtung erleiden wie beim Uebergang aus Wasser in Luft, es beschreibt eine krumme und keine gebrochene Linie.

Die Ablenkung, welche ein Lichtstrahl erleidet, wenn er aus einem Mit-

tel in ein anderes übergeht, wird Brechung oder Refraction genannt.

- 350 Die Intensität des Lichts nimmt im umgekehrten Verhältniß des Quadrats der Entfernung ab. Denken wir uns einen leuchtenden Punkt in der Mitte einer Hohlkugel, so wird die Oberfläche derselben alles von dem Punkte ausgehende Licht auffangen. Befände sich derselbe leuchtende Punkt in der Mitte einer Hohlkugel von einem 2mal, 3mal so großen Halbmesser, so würden auch die Oberflächen dieser größern Kugeln alles von dem leuchtenden Punkt ausgehende Licht auffangen. Nun aber lehrt uns die Geometrie, daß die Oberflächen der Kugeln sich verhalten wie die Quadrate ihrer Halbmesser; wenn sich also die Halbmesser der Kugeln verhalten wie $1 : 2 : 3$, so verhalten sich ihre Oberflächen wie $1 : 4 : 9$. Wenn sich also derselbe leuchtende Punkt in der Mitte einer Kugel von 2mal, 3mal so großem Halbmesser befindet, so muß sich also dieselbe Lichtmenge über eine 4mal, 9mal so große Oberfläche verbreiten, die Intensität der Erleuchtung muß also 4mal, 9mal schwächer seyn, wenn sich die erleuchteten Flächen in einer 2mal, 3mal so großen Entfernung vom leuchtenden Punkte befinden, oder allgemein: die Intensität der Erleuchtung nimmt in dem Verhältniß ab, in welchem das Quadrat der Entfernung wächst.

Dieser Satz läßt sich nicht mehr mit aller Strenge auf einen leuchtenden Körper von bedeutender Oberfläche anwenden, dessen Licht man in geringen Entfernungen auffängt.

- 351 Alle Körper, welche nicht selbst leuchtend sind, theilt man in undurchsichtige Körper, wie Holz, Steine und Metalle; durchsichtige, wie Luft, Wasser und Glas, und durchscheinende, wie dünnes Papier und mattgeschliffenes Glas.

Die undurchsichtigen Körper lassen das Licht nicht durch ihre Masse hindurchdringen; die Undurchsichtigkeit hängt aber immer von der Dicke der Körper ab, denn alle Körper, wenn man sie nur dünn genug machen kann, lassen immer etwas Licht durch. Z. B. durch ein dünnes Goldblättchen, welches auf eine Glasplatte aufgeklebt ist, nimmt man ein bläulich grünes Licht wahr, wenn man nach einer Kerzenflamme oder dem Himmel sieht.

Durchsichtige Körper gestatten dem Lichte den Durchgang, und durch sie kann man deutlich die Gestalt der Gegenstände erkennen. Die Gase, die Flüssigkeiten, die meisten krystallisirten Körper scheinen vollkommen durchsichtig zu seyn, wenn man sie in kleinen Massen hat, denn sie erscheinen in diesem Falle ganz ungefärbt und lassen nicht allein die Form der Körper, sondern auch ihre Farben deutlich wahrnehmen; die durchsichtigsten Körper jedoch erscheinen gefärbt, wenn sie eine hinlängliche Dicke haben, ein Beweis, daß sie einen Theil des Lichts absorbiren. Ein Tropfen Wasser z. B.









ist, ergiebt sich aus solchen Beobachtungen eine Umlaufszeit von 42 Stunden, 28 Minuten, 35 Sekunden. Wenn man also in a in einem bestimmten Moment einen Austritt beobachtet hat, so kann man berechnen, daß der 100ste Austritt etwa genau nach 100mal 42 Stunden, 28', 35" stattfinden müßte. Während dieser Zeit aber hat sich die Erde bis c bewegt, und wenn man nun den Austritt beobachten will, so findet man, daß der Austritt später, und zwar ungefähr um 15 Minuten später, stattfindet. Die Zeit nun, welche zwischen dem berechneten Moment und dem Zeitpunkt vergeht, in welchem der Austritt wirklich beobachtet wird, ist die Zeit, welche das Licht nöthig hat, um die Entfernung zu durchlaufen, um welche die Erde jetzt, da sie in c sich befindet, weiter von dem Jupiter absteht, als da sie noch in a war.

Man findet nun die Geschwindigkeit des Lichts, wenn man die leicht zu bestimmende Differenz der Entfernungen durch beobachtete Verspätung dividirt. Man findet auf diese Weise, daß das Licht in einer Sekunde ungefähr einen Weg von 42000 Meilen zurücklegt, und daß es, um von der Sonne zur Erde zu gelangen, 8' 13" bedarf.

Von der Conjunction bis zur nächsten Opposition nähert sich die Erde dem Jupiter wieder; wenn man nun kurz nach der Conjunction einen Eintritt beobachtet, so wird man, von da an gerechnet, den 100sten Eintritt nicht nach 100mal 42 St., 28', 35", sondern schon früher beobachten.

Wir kennen die Entfernung der Erde von den Fixsternen nicht, so viel ist aber gewiß, daß der nächste von ihnen wenigstens 200000mal so weit entfernt ist als die Sonne, das Licht braucht also, um von diesem auf die Erde zu gelangen, wenigstens 200000mal 8' 13" oder 3 Jahre und 45 Tage. Ohne Zweifel giebt es Sterne, die so weit von uns entfernt sind, daß Jahrhunderte vergehen, bis ihr Licht auf der Erde ankommt. Alle Sterne der unendlichen Himmelsräume könnten also plötzlich vernichtet werden, und wir würden auf der Erde doch noch Jahre lang den prachtvollen Anblick des gestirnten Himmels haben.

Erstes Kapitel.

Von der Katoptrik oder der Reflexion des Lichts.

354 **Von der Reflexion des Lichts auf ebenen Flächen.** Wenn man in ein dunkles Zimmer einen Sonnenstrahl eintreten und auf eine polirte Metallfläche fallen läßt, so beobachtet man im Allgemeinen folgende zwei Erscheinungen: 1) man beobachtet in einer bestimmten Richtung einen Strahl, welcher von dem Spiegel herzukommen scheint und auf den Gegenständen, die er trifft, gerade so ein kleines Sonnenbildchen erzeugt, wie wenn der direct einfallende Sonnenstrahl diese Stelle getroffen hätte; solche Strahlen sind regelmäßig reflectirt, ihre Lichtstärke ist um so bedeutender, je besser der Spiegel polirt ist; 2) von den verschiedenen Orten des dunkeln Zimmers aus kann man denjenigen Theil des Spiegels unterscheiden, welcher von dem einfallenden Sonnenstrahl getroffen worden ist; es rührt dies daher, daß von der getroffenen Stelle des Spiegels ein Theil des einfallenden Lichtes unregelmäßig reflectirt, d. h. nach allen Seiten hin zerstreut wird. Die Intensität des zerstreuten Lichtes ist um so größer, je unvollkommener der Spiegel polirt ist.

Wenn es absolut glatte spiegelnde Oberflächen gäbe, so würden wir sie durch unsere Augen gar nicht wahrnehmen können, denn die Körper sind in der Ferne nur durch die an ihrer Oberfläche zerstreuten Strahlen wahrnehmbar. Die regelmäßig reflectirten Strahlen zeigen uns das Bild des leuchtenden Punktes, von dem sie ausgingen, keineswegs aber den reflectirenden Körper. Bei einem sehr guten Spiegel bemerken wir kaum die spiegelnde Ebene, welche sich zwischen uns und den Bildern befindet, die er uns zeigt.

Wir wollen nun die Richtung der regelmäßig reflectirten Strahlen näher bestimmen. In Fig. 668 sey ri die Richtung des einfallenden Strahls

Fig. 668.



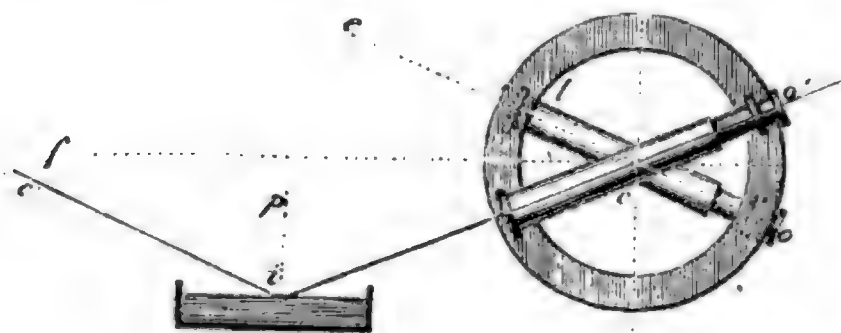
und ip ein auf der Ebene des Spiegels errichtetes Perpendikel, das Einfallslot, so wird der Strahl in einer solchen Richtung id gespiegelt, daß der Reflexionswinkel dip dem Einfallswinkel rip gleich ist, der Strahl macht also vor und nach der Spiegelung denselben Winkel mit dem Einfall-

lothe; ferner aber liegt der einfallende Strahl, das Einfallslot, und der reflectirte Strahl in einer und derselben Ebene.

Diese beiden Sätze werden durch einen einzigen Versuch bewiesen, welchen die Astronomen oft mit der größten Genauigkeit zu wiederholen Gelegenheit haben.

Um die Axe c eines Höhenkreises bewegt sich ein Fernrohr l , mit welchem

Fig. 669.



man die Gestirne beobachtet (man kann jedes Theodolith, welches mit einem Höhenkreis versehen ist, zu diesem Versuch anwenden). Erst visirt man nach irgend einem Stern und dann nach dem

Bilde desselben Sterns, welches von einem sogenannten künstlichen Horizont reflectirt wird. Ein künstlicher Horizont besteht aus einem gewöhnlich hölzernen Gefäß, welches Quecksilber enthält, dessen Oberfläche einen vollkommen horizontalen Spiegel bildet; da aber die Oberfläche des Quecksilbers seiner großen Beweglichkeit wegen durch die geringste Erschütterung erzittert, so ist es schwer, mit einem solchen Quecksilberhorizont zu beobachten, wenn man ihn nicht an einem sehr ruhigen und festen Orte aufstellen kann; man bedient sich deshalb auch oft statt des Quecksilbers einer Mischung von Leinöl und Kienruß, welche noch flüssig genug ist, um leicht eine horizontale Ebene zu bilden, aber doch zu zäh, um durch jede kleine Erschütterung in Vibrationen versetzt zu werden. Mißt man nun den Winkel, welchen die nach dem Stern gerichtete Visirlinie $o e$ mit der horizontalen $c f$ bildet, so findet man, daß er dem Winkel gleich ist, welchen die nach dem Bilde des Sterns gerichtete Visirlinie $o' i$ mit der horizontalen $c f$ macht; daraus folgt nun zunächst, daß die Visirlinien $o e$ und $o' i$ auch mit der Richtung des Blei- loths gleiche Winkel machen. Nun aber ist der einfallende Strahl $e' i$ mit $e o$ parallel, weil beide von dem unendlich weit entfernten Sterne herkommen, folglich machen der einfallende Strahl $e' i$ und der reflectirte $i o$ gleiche Winkel mit der Vertikalen $p i$, welche zu gleicher Zeit das Einfallslotth ist; die Linie $e' i$, $i o'$ und $p i$ liegen aber in einer Ebene, nämlich in der Umdrehungsebene des Fernrohrs.

Diese Gesetze sind ganz allgemein und erleiden durchaus keine Ausnahme, sie gelten ebenso für das Licht der Gestirne, wie für das Licht einer Flamme u. s. w.

Mit Hülfe dieser Grundsätze kann man leicht zeigen, daß ein ebener Spiegel von Gegenständen, die sich vor seiner Ebene befinden, Bilder zeigen muß und daß Bild und Gegenstand in Beziehung auf die spiegelnde Ebene symmetrisch sind.

Es sey $m m'$, Fig. 670 a. f. S., ein ebener Spiegel, l ein leuchtender Punkt vor demselben, der einen Strahl $l i$ auf den Spiegel sendet. Dieser



Auf diesem Princip beruht die Einrichtung des Kaleidoskops.

Wie man sieht, vermehrt sich die Anzahl der Bilder, wenn der Winkel kleiner wird; ihre Anzahl wird unendlich groß, wenn der Winkel der Spiegel Null ist, d. h. wenn die Spiegel einander parallel sind.

Wollaston's Goniometer. Mit dem Namen Goniometer bezeichnet man ein Instrument, welches dazu dient, den Winkel zu messen, den zwei Flächen eines Krystalls mit einander machen. Wollaston hat zu diesem Zwecke ein Instrument angegeben, bei welchem die Spiegelung der Krystallflächen in Anwendung kommt und welches eben deshalb auch Reflexionsgoniometer genannt wird; betrachten wir zunächst das Princip, auf welchem es beruht.

In Fig. 674 sey $abcd$ der Durchschnitt eines Krystalls, ab und ac

Fig. 674.



die zu Linien verkürzten Flächen, deren Winkel gemessen werden soll. Nehmen wir an, die in der Figur zum Punkt verkürzte Kante a sey, wie es in der Regel auch der Fall ist, horizontal, so wird ein in o befindliches Auge in der Fläche ab das Spiegelbild einer entfernten horizontalen Linie, etwa einer Fenstersprosse, mit der die

Kante a parallel ist, ebenfalls als eine horizontale Linie sehen, und dieses Bild wird an irgend einer Stelle des Zimmerbodens erscheinen. Man hält nun das Auge so, daß das Spiegelbild der Fenstersprosse an einer von selbst markirten Stelle des Fußbodens, etwa an der Gränzlinie zweier Dielen, erscheint. Dreht man nun den Krystall um eine Axe, die mit der Kante a parallel ist, etwa um die Kante selbst, so wird man in der Fläche ac das Bild derselben Fenstersprosse an derselben Stelle des Fußbodens erblicken, wenn die Fläche ac dieselbe Lage hat, in welcher sich vorher die Fläche ab befand, wenn man also den Krystall um den Winkel fac gedreht hat. Wenn nun die Umdrehungsaxe die Axe eines getheilten Höhenkreises ist, dessen Ebene auf der Ebene des Fensters rechtwinklig steht, so kann man auf demselben die Größe der Drehung ablesen; zieht man den so gemessenen Winkel fac von 180° ab, so erhält man den Winkel cab selbst.

Man kann jedes mit einem Höhenkreise versehene Theodolith als Reflexionsgoniometer gebrauchen, wenn nur die Axe des Höhenkreises so weit verlängert ist, daß man den zu messenden Krystall mit etwas Klebwachs daran befestigen kann. Man hat jedoch auch eigens zu diesem Zwecke construirte Instrumente, und ein solches ist in Fig. 675 dargestellt, seine Ein-





lende Strahl $f B$ macht aber ebenfalls einen Winkel y mit dem Einfallslothe $B h$. Nun aber ist

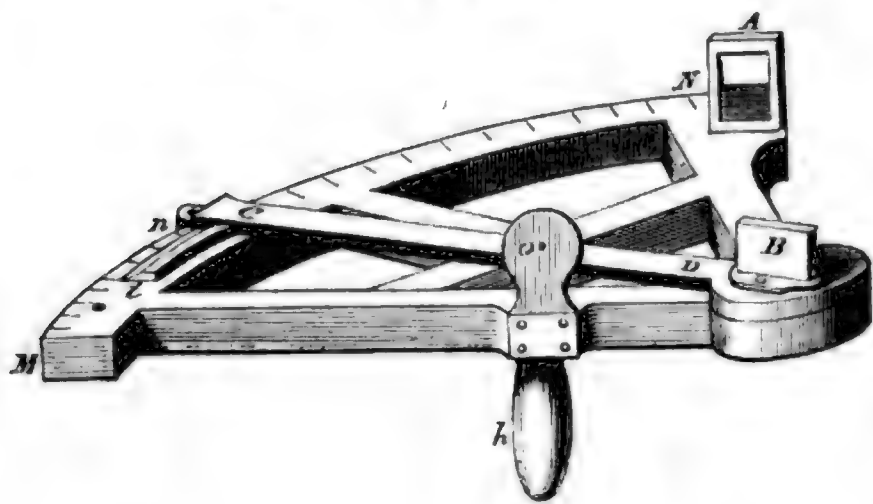
$$\text{Winkel } e B f = 2 y - 2 x$$

$$\text{Winkel } g B h = y - x,$$

mithin ist der Winkel $g B h$ halb so groß als der Winkel $e B f$. Der Winkel $g B h$ ist aber der Winkel der beiden Einfallslothe, also der Winkel, den die beiden Stellungen des Spiegels B mit einander machen; $e B f$ aber ist der Winkel der nach L und R gerichteten Visirlinien $B e$ und $B f$.

In Fig. 680 ist ein Spiegelsextant abgebildet, und zwar ein Sextant

Fig. 680.



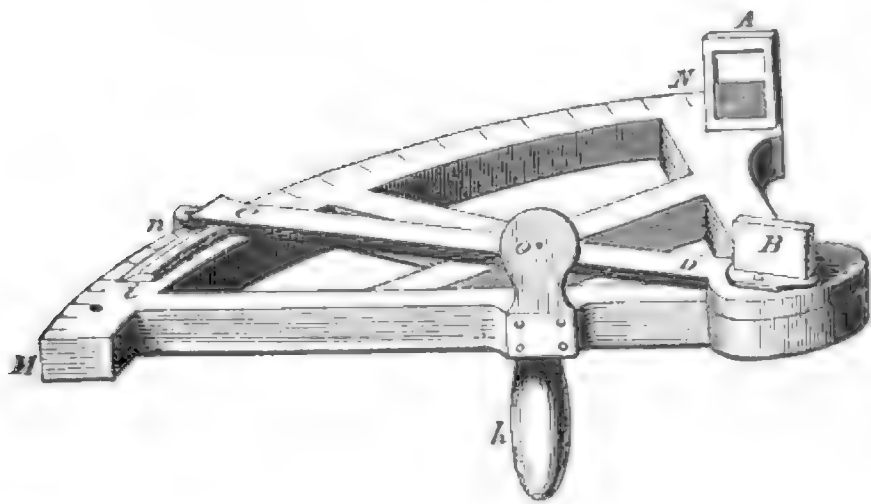
von der einfachsten Einrichtung. A ist der feste oben durchsichtige Spiegel, der Spiegel B , den unsere Figur von der Rückseite zeigt, ist um den Mittelpunkt des getheilten Kreises $M N$ drehbar. Dem Spiegel A gegenüber ist an das Gestell eine Messing-

platte angeschraubt, in welcher sich ein kleines Loch o befindet, an welches man das Auge hält, um nach dem Spiegel A zu sehen. Der Spiegel B ist auf einer um ihren Mittelpunkt drehbaren Scheibe befestigt, von welcher wie ein Radius das Stäbchen $D C$ ausgeht; wenn also der Spiegel B um seine Aze gedreht wird, so durchläuft das Ende C dieses Stäbchens die Theilung des Kreises; um genauer ablesen zu können, ist bei C an das Stäbchen $C D$ ein Nonius $C i$ befestigt. Die Theilung ist so eingerichtet, daß der Nonius auf den Nullpunkt der Theilung zeigt, wenn die beiden Spiegel parallel sind. Jeder halbe Grad der Theilung ist für einen ganzen gezählt, d. h. die Theilstriche, die von dem Nullpunkt der Theilung um 10, 20, 30 u. s. w. Grade abstehen, sind mit 20, 40, 60 bezeichnet, weil man ja doch den Winkel, um welchen der Spiegel B gedreht wird, mit 2 multipliciren muß, um den verlangten Winkel zu erhalten.

Gewöhnlich ist der getheilte Kreisbogen nur etwas mehr als $\frac{1}{6}$ des Kreisumfangs, daher der Namen Sextant. Das Instrument bedarf keines Statifs, man nimmt es an dem Handgriff h in die Hand und hält das Instrument dann so vor das Auge, daß man durch die Oeffnung o und den obern Theil des Spiegels A denjenigen der beiden einzuvisirenden Gegenstände sieht, welcher links liegt, und dreht dann an dem Stab $C D$,

bis in dem untern Theil des Spiegels *A* das Bild des andern rechts gelegenen Gegenstandes gerade unter dem andern Bilde erscheint. Ist dies erreicht, so stellt man den drehbaren Radius mit Hülfe einer Schraube bei *n* fest und liest dann den Nonius ab.

An Spiegelfextanten, welche zu genaueren Messungen dienen sollen, ist
Fig. 681.



statt der kleinen Oeffnung *o* an dieser Stelle ein nach dem Spiegel *A* gerichtetes Fernrohr angebracht. Wenn man durch ein Fernrohr beobachtet, so sieht man nicht mehr, wie bei der Beobachtung mit bloßem Auge, den Spiegel *A* in zwei Felder getheilt, d. h.

man unterscheidet durch das Fernrohr sehend nicht mehr den belegten und den unbelegten Theil des Spiegels *A*, sondern die beiden Bilder fallen ganz über einander.

Die Ebene des getheilten Kreises muß immer in die Ebene der Visirlinien fallen, deren Winkel man messen will. Um z. B. die Höhe eines Gestirns über dem Horizont zu messen, muß die Ebene des Kreises vertikal gehalten werden.

Andere wichtige Anwendungen ebener Spiegel haben wir schon früher auf Seite 111 und Seite 342 des ersten Bandes kennen gelernt.

358 Es ist hier nun auch noch das Helio stat zu erwähnen. Bei vielen optischen Versuchen muß man durch eine kleine Oeffnung im Laden eines dunkeln Zimmers einen Sonnenstrahl einfallen lassen. Damit nun der einfallende Strahl eine passende Richtung habe, läßt man ihn nicht direct einfallen, sondern man bringt vor dem Laden einen ebenen Spiegel an, welcher die Sonnenstrahlen in passender Richtung durch die kleine Oeffnung in das Zimmer reflectirt. Nun aber ändert sich der Stand der Sonne fortwährend, und eine Folge davon ist, daß auch die Richtung der ins Zimmer reflectirten Strahlen sich ändert, wenn der Spiegel fest stehen bleibt. Soll jedoch die Richtung der ins Zimmer reflectirten Strahlen unverändert bleiben, so muß natürlich der Spiegel allmählig auf eine passende Weise gedreht werden; dies geschieht nun beim Helio stat; es besteht aus einem Spiegel, welcher mit einem Uhrwerk in solcher Weise verbunden ist, daß er gleichsam dem Laufe der Sonne folgen kann. Die sinnreiche Einrichtung solcher

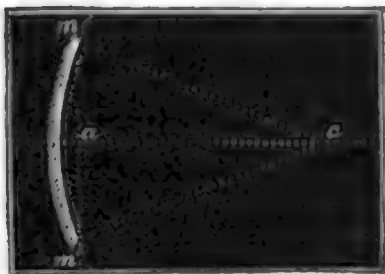
Heliosstate ist zu complicirt, als daß wir uns hier auf eine genauere Beschreibung derselben einlassen dürfen.

Reflexion auf gekrümmten Spiegeln. Wenn ein Lichtstrahl eine 359
 krumme Oberfläche in irgend einem Punkte trifft, so wird er gerade so reflectirt, als ob er die Berührungsebene dieses Punktes getroffen hätte. Ein leuchtender Punkt also, welcher sich im Mittelpunkt einer innen polirten Kugel befindet, wird nach allen Punkten der Kugeloberfläche Lichtstrahlen aussenden, die aber sämmtlich nach dem Mittelpunkt zurückgeworfen werden. Wenn sich ein leuchtender Punkt in dem einen Brennpunkt eines Ellipsoids befände, so würden alle Strahlen von der Oberfläche nach dem andern Brennpunkt reflectirt werden, indem sie aber ihren Weg fortsetzen, würden sie durch eine abermalige Reflexion wieder in dem ersten Brennpunkt vereinigt werden.

Die Strahlen, welche von einem leuchtenden Punkt ausgehen, der sich in dem Brennpunkt eines Paraboloids befindet, und die Fläche dieses Paraboloids treffen, werden sämmtlich in einer Richtung reflectirt, welche mit der Axe des Paraboloids parallel ist. Wenn umgekehrt ein Bündel paralleler Strahlen in der Richtung der Axe auf das Paraboloid fällt, so werden sie sämmtlich nach dem Brennpunkt desselben reflectirt.

Reflexion auf sphärischen Spiegeln. Man denke sich eine Hohl- 360
 Kugel, deren innere Fläche sehr gut polirt ist, so ist ein von dieser Hohlkugel durch eine Ebene abgeschnittenes Stück ein sphärischer Hohlspiegel. Ein convexer Kugelspiegel hingegen ist am Stück einer außen polirten Kugel.

Der Durchmesser eines Kugelspiegels ist die Linie $m m'$, Fig. 682,
 Fig. 682.



welche zwei entgegengesetzte Punkte des Randes verbindet; die Linie $c a$, welche den Mittelpunkt der Kugel mit der Mitte des Spiegels verbindet, heißt seine Axe; der Winkel endlich, welchen die Linien $c m$ und $c m'$ mit einander machen, seine Deffnung. Der Mittelpunkt c der Kugel, von welcher der Spiegel ein Stück ist, wird auch Mittel-

punkt der Krümmung genannt.

Von den sphärischen Hohlspiegeln. Es sey $A B$, Fig. 683 361
 a. f. S., der Durchschnitt eines sphärischen Hohlspiegels, dessen Mittelpunkt









nämlich das Licht nach allen Seiten hin, und somit wird das Bild selbst dann noch sichtbar seyn, wenn die vom Spiegel reflectirten Strahlen nicht direct ins Auge gelangen.

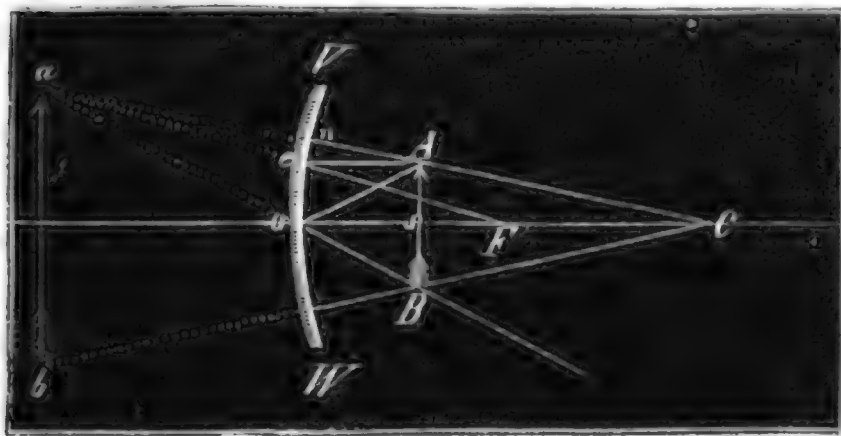
Je weiter der Gegenstand von dem Hohlspiegel sich entfernt, desto mehr muß sich begreiflicherweise das Bild dem Hauptbrennpunkte nähern, das Bild der gleichsam unendlich weit entfernten Sonne muß also im Hauptbrennpunkt selbst liegen, wenn die Axe des Spiegels nach der Sonne gerichtet ist. Fallen die Sonnenstrahlen schräg, also nicht in der Richtung der Spiegelaxe, auf, so liegt das Bild natürlich nicht mehr in der Spiegelaxe, sondern seitwärts, seine Entfernung von dem Spiegel ist aber stets dem halben Krümmungshalbmesser desselben gleich. Da uns die Sonne unter einem Winkel von ungefähr $30'$ erscheint, so muß auch das Sonnenbildchen, von C aus gesehen, unter demselben Winkel erscheinen, seine absolute Größe hängt also von dem Krümmungshalbmesser des Spiegels ab. Im Brennpunkt des großen Reflectors von Herschel z. B., dessen Krümmungshalbmesser 50 Fuß ist, hat das Sonnenbild ungefähr 3 Zoll Durchmesser; der Durchmesser des Sonnenbildes ist ungefähr 3 Millimeter, wenn der Krümmungshalbmesser des Spiegels 1 Meter ist.

Um den Krümmungshalbmesser eines Hohlspiegels zu finden, braucht man nur zu messen, wie weit das Sonnenbildchen vom Spiegel liegt, denn diese Entfernung doppelt genommen ist ja dem Krümmungshalbmesser des Spiegels gleich.

Die Bilder solcher Gegenstände, welche um mehr als die 100fache Länge des Krümmungshalbmessers vom Spiegel entfernt sind, sind auch noch dem Brennpunkt selbst ganz außerordentlich nahe.

Wir haben jetzt die Lage des Bildes nur noch für den Fall zu ermitteln, daß der Gegenstand zwischen dem Spiegel und dem Brennpunkte liegt. Wir haben gesehen, daß alle Strahlen, welche von einem leuchtendem Punkte ausgehen, der dem Hohlspiegel näher liegt als der Hauptbrennpunkt, so reflectirt werden, als ob sie von einem Punkte hinter dem Spiegel herkämen; in dem eben zu betrachtenden Falle kann also natürlich kein Sam-

Fig. 692.



melmild entstehen.

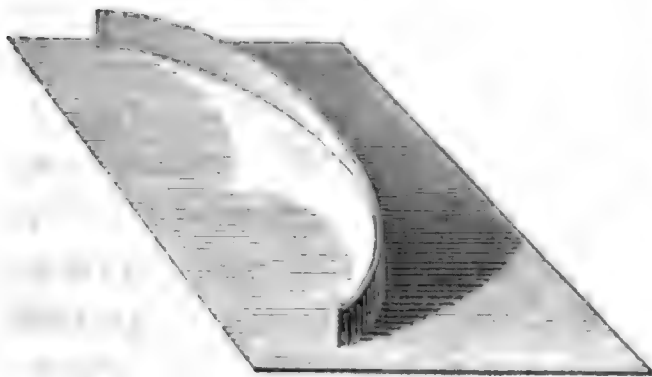
In Fig. 692 sey AB der Gegenstand, dessen Bild wir suchen wollen. Der Strahl An , welcher rechtwinklig auf den Spiegel fällt, wird in der Richtung nAC reflectirt, der Strahl

von dem eingebildeten Hauptbrennpunkt F käme. Verlängert man eg und $n A$ rückwärts, so schneiden sich diese Verlängerungen hinter dem Spiegel in a , hier ist also das Bild von A . d. h. alle von A ausgehenden Strahlen werden von dem Conversspiegel so reflectirt, als ob sie von a her kämen.

Nachdem man auch das Bild b des Punktes B gefunden hat, überzeugt man sich leicht, daß man durch Conversspiegel verkleinerte aufrechte Bilder hinter dem Spiegel erhält.

Von den Brennlinien. Wenn die von einem leuchtenden Punkte³⁶⁴ ausgehenden Lichtstrahlen nach ihrer Reflexion durch eine krumme Oberfläche nicht genau in einem und demselben Punkte wieder vereinigt werden, so werden sich doch immer je zwei benachbarte reflectirte Strahlen schneiden; alle Durchschnittspunkte je zweier benachbarten in einerlei Ebene reflectirten Strahlen geben eine krumme Linie, die man Brennlinie oder caustische Linie nennt und deren Natur von der Natur der spiegelnden Fläche abhängt. Alle durch eine spiegelnde krumme Oberfläche erzeugten Brennlinien bilden zusammen genommen eine krumme Fläche, welche caustische Fläche heißt. In der Nähe derselben ist die Intensität des Lichts am

Fig. 696.



größten, wie man dies an der herzförmigen Linie sehen kann, die sich innerhalb eines cylindrischen Gefäßes oder eines Ringes zeigt, wenn dasselbe vom Sonnenlichte oder dem Lichte einer Flamme beleuchtet wird. Die Fig. 696 zeigt eine solche Brennlinie, welche durch einen gekrümmten spiegelnden Streifen erzeugt wird.

Zweites Kapitel.

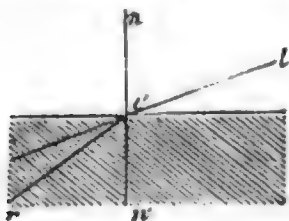
Dioptrik oder Brechung des Lichts.

Allgemeine Gesetze der Brechung des Lichts. Unter Brechung³⁶⁵ versteht man die Ablenkung, die Richtungsänderung, welche ein Lichtstrahl erleidet, wenn er aus einem Mittel in ein anderes übergeht. Beim Uebergang eines Lichtstrahls aus Glas in den leeren Raum oder aus Luft in Wasser, oder allgemeiner aus einem Mittel in ein anderes erleidet ein Lichtstrahl wohl schwerlich eine ganz plötzliche Richtungsänderung, wie dies bei

einer gebrochenen geometrischen Linie der Fall ist, wahrscheinlich krümmt sich der Lichtstrahl allmählig, bis er seine neue geradlinige Richtung erreicht hat; wenn aber diese Krümmung auch in der Wirklichkeit stattfindet, so ist ihre Ausdehnung doch so gering, daß es unmöglich ist, ihre Existenz nachzuweisen, wir stellen deshalb die gebrochenen Strahlen ganz einfach als gebrochene Linien dar.

Der Einfallswinkel ist bei der Brechung wie bei der Spiegelung der Winkel, welchen der einfallende Strahl l i mit der im Einfallspunkt errichteten Normalen, dem Einfallslothe i n , macht.

Fig. 697.



Der Brechungswinkel ist derjenige, welchen der gebrochene Strahl i r mit der Verlängerung i n' des Einfallslotthes macht.

Die Einfallsebene ist die durch den einfallenden Strahl und das Einfallslot, die Brechungsebene die durch den gebrochenen Strahl und das Einfallslot gelegte Ebene. Gewöhnlich entsteht aus einem einfallenden Strahl auch nur ein gebrochener, doch gibt es Körper, wie Kalkspath, Bergkrystall u. a., welche die Eigenschaft haben, jeden einfallenden Strahl in zwei gebrochene zu spalten. Diese Erscheinungen der doppelten Brechung hängen mit der Polarisation des Lichts zusammen, welche wir später betrachten werden. Vor der Hand beschäftigen wir uns nur mit den Gesetzen der einfachen Brechung. Diese Gesetze sind folgende:

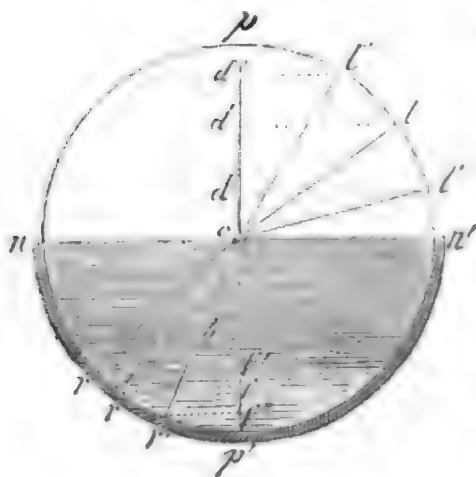
1) Die Brechungsebene fällt mit der Einfallsebene zusammen.

2) Für dieselben Mittel steht der Sinus des Brechungswinkels in einem constanten Verhältniß zum Sinus des Einfallswinkels.

Der erste dieser beiden Sätze bietet keine Schwierigkeit, den zweiten aber wollen wir an einem Beispiel deutlich zu machen suchen.

In ein halbkugelförmiges Gefäß von Glas, Fig. 698, gieße man Was-

Fig. 698.



ser, bis der Spiegel n n' desselben den Mittelpunkt c erreicht hat. Wenn nun ein ganz feines Bündel Sonnenlicht l c gerade nach diesem Mittelpunkt gerichtet ist, so macht es einen Winkel l c p mit dem Einfallslothe, den man an dem getheilten Kreise n p n' p' ablesen kann. Den Brechungswinkel r c p' kann man an demselben getheilten Kreise ablesen, denn man sieht ja, an welcher Stelle r der gebrochene Lichtstrahl die Glaswand trifft, um wieder in die Luft auszutreten. Wenn

man den Versuch auf diese Weise anstellte, so würden sich z. B. folgende zusammengehörigen Einfallswinkel und Brechungswinkel ergeben:

Einfallswinkel	Brechungswinkel
15°	11° 15'
30°	22°
60°	40° 30'.

Die Sinus dieser Winkel aber sind:

Sinus der Einfallswinkel	Sinus der Brechungswinkel
0,259	0,194
0,500	0,375
0,866	0,649.

Nun aber ist

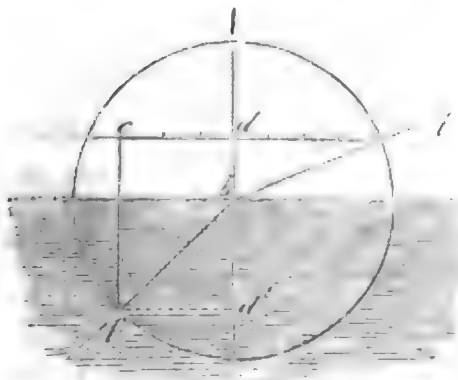
$$\frac{\sin. 15^{\circ}}{\sin. (11^{\circ} 15')} = \frac{0,259}{0,194} = \frac{4}{3},$$
$$\frac{\sin. 30^{\circ}}{\sin. 22^{\circ}} = \frac{0,5}{0,375} = \frac{4}{3}$$
$$\frac{\sin. 60^{\circ}}{\sin. (40^{\circ} 30')} = \frac{0,866}{0,649} = \frac{4}{3}.$$

Der Sinus des Einfallswinkels verhält sich also zum Sinus des Brechungswinkels wie 4 zu 3.

In unsrer Figur sind offenbar die Perpendikel $l'' d''$, $l d$, $l' d'$ dem Sinus der Einfallswinkel $l'' c d''$, $l c d$, $l' c d'$ proportional, die Perpendikel $r'' f''$, $r f$, $r' f'$ dem Sinus der entsprechenden Brechungswinkel; diese Perpendikel stehen also dem eben angeführten Brechungsgesetz zufolge in einem Verhältniß, daß

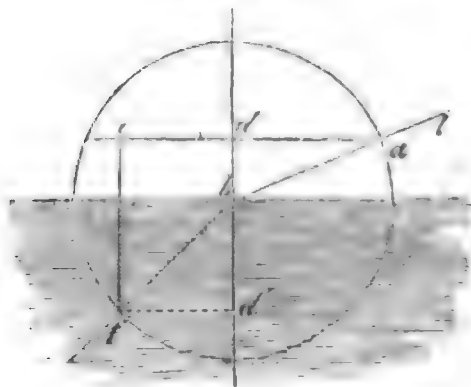
$$\frac{l'' d''}{r'' f''} = \frac{l d}{r f} = \frac{l' d'}{r' f'} = \frac{4}{3}.$$

Es ergibt sich daraus ein ganz einfaches Verfahren, um die Richtung des gebrochenen Strahls durch Construction zu finden, wenn die beiden Mittel Luft und Wasser sind, welches auch die Größe des Einfallswinkels seyn mag. In Fig. 699



sey $l b$ der einfallende Strahl. Nachdem man das Einfallslot gezogen hat, beschreibe man um b einen Kreis und fälle von dem Punkte a , in welchem dieser Kreis den einfallenden Strahl trifft, ein Perpendikel $a d$

Fig. 700.



auf das Einfallslot; dieses Perpendikel wird nun verlängert und auf dieser Verlängerung $cd = \frac{3}{4} ad$ gemacht. Zieht man nun von c parallel mit dem Einfallslot eine Linie, so erhält man den Punkt f , in welchem der gebrochene Strahl den Kreis schneidet, denn offenbar ist $bd' = cd$, also auch $da = \frac{4}{3} fd'$.

Das eben erklärte Brechungsgesetz läßt sich kurz so ausdrücken:

$$\frac{\sin. i}{\sin. r} = n,$$

wenn i den Einfallswinkel, r den Brechungswinkel und n das Brechungsexponent, d. h. das Verhältniß bezeichnet, in welchem der Sinus des Einfallswinkels zum Sinus des Brechungswinkels steht.

Wenn der Lichtstrahl aus Luft in Wasser übergeht, so hat n den Werth $\frac{4}{3}$; wäre aber die Oberfläche des Wassers in Berührung mit Wasserstoffgas, mit verdünnter Luft, mit dem leeren Raum, kurz mit irgend einem von der gewöhnlichen Luft verschiedenen Mittel, so würde der Brechungsexponent einen andern Werth haben, für dieselben Mittel aber bleibt er immer constant. Wenn das Wasser durch Temperaturerhöhung erwärmt wird, so reicht dies schon hin, den Brechungsexponenten zu ändern.

Die Entdeckung des Brechungsgesetzes gebührt einem niederländischen Gelehrten, Snellius; doch wurde es zuerst von Cartesius bekannt gemacht, der vorher die Papiere des Snellius gesehen hatte. Der Apparat Fig. 698 ist derselbe, welchen Cartesius anwandte, um das Brechungsgesetz durch Versuche nachzuweisen, welches er a priori als das wahre darzuthun versuchte.

Wir werden weiter unten schärfere Beobachtungsmittel kennen lernen, welche mehr geeignet sind, die mathematische Genauigkeit des Brechungsgesetzes darzuthun.

Wenn ein Lichtstrahl aus Wasser in Luft übergeht, so ist der Winkel, welchen der Strahl im Wasser mit dem Einfallslothe macht, der Einfallswinkel, der Winkel aber, welchen der Strahl in der Luft mit dem Einfallslothe macht, ist in diesem Falle der Brechungswinkel; wenn aber auch die Strahlen ihre Namen verwechselt haben, so behalten sie doch ihren Werth. Wenn n der Brechungsexponent für einen Strahl ist, der aus einem Mittel a in ein Mittel b übergeht, so ist $\frac{1}{n}$ der Brechungsexponent für den Uebergang aus b in a .

Wenn n größer als 1 ist, so ist $\sin. i > \sin. r$, also auch $i > r$, durch die Brechung wird also der Strahl dem Einfallslothe genähert, das zweite Mittel ist stärker brechend als das erste, Fig. 701.

Fig. 701.

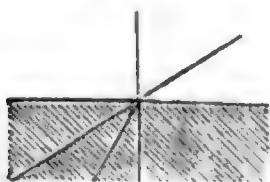
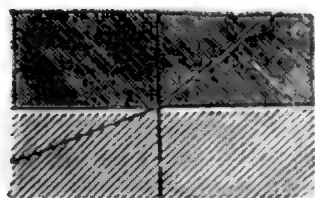


Fig. 702.



Wenn n kleiner als 1 ist, so ist auch $i < r$; der gebrochene Strahl entfernt sich also vom Einfallslot, in diesem Falle ist das zweite Mittel das schwächer brechende.

Man drückt dies gewöhnlich dadurch aus, daß man sagt, der Strahl wird dem Einfallslothe genähert oder von demselben entfernt, je nachdem er aus einem dünneren in ein dichteres Mittel übergeht, oder umgekehrt. Diese Ausdrucksweise ist aber nicht streng richtig, weil es oft vorkommt, daß ein weniger dichtes Mittel doch stärker brechend ist; die brechende Kraft ist durchaus nicht der Dichtigkeit proportional.

Der kleinste Werth des Einfallswinkels ist 0; für diesen Fall fällt der einfallende Strahl mit dem Einfallslothe zusammen, und weil $i = 0$, so ist auch $r = 0$, d. h. mit anderen Worten, wenn ein Strahl rechtwinklig auf die brechende Fläche trifft, so setzt der Strahl ohne Ablenkung seinen Weg fort.

Der größte Werth, welchen der Einfallswinkel haben kann, ist 90° , und da $\sin. 90^\circ = 1$, so hat man für diesen Fall

$$\frac{1}{\sin. r} = n$$

oder

$$\sin. r = \frac{1}{n}.$$

Der sich aus dieser Gleichung ergebende Werth von r wird der Gränzwinkel genannt. Für Luft und Wasser ist $n = \frac{4}{3}$, also $\frac{1}{n} = \frac{3}{4} = 0,75$: nun ist aber $0,75 = \sin. (48^\circ 35')$, mithin ist für Luft und Wasser $48^\circ 35'$ der Gränzwinkel; niemals kann ein Lichtstrahl, welcher aus Luft in Wasser tritt, nach der Brechung einen größern Winkel mit dem Einfallslothe machen.

Wenn hingegen ein Lichtstrahl, sich im Wasser fortpflanzend, einen Winkel von $48^\circ 35'$ mit dem Einfallslothe macht, so wird er nach seinem Austritt in die Luft einen Winkel von 90° mit dem Lothe machen, d. h. er wird sich parallel der Trennungsfläche bewegen; alle im Wasser sich bewe-

genden Strahlen aber, welche mit dem Einfallslothe einen Winkel machen, der den Werth des Gränzwinkels übersteigt, können gar nicht mehr austreten, sie werden an der Gränzfläche des Wassers vollständig gespiegelt (Fig. 703). Dieser Fall der totalen Reflexion ist der einzige

Fig. 703

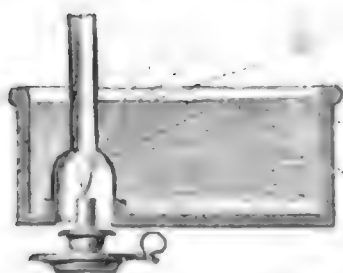
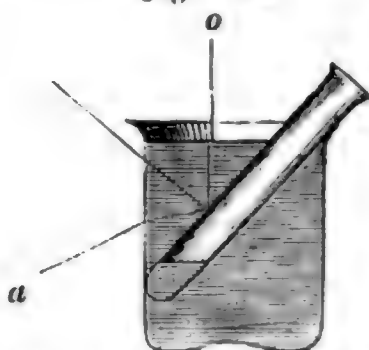


Fig. 704.



Fall einer Spiegelung, bei welcher der Strahl nichts an seiner ursprünglichen Intensität verliert.

Fig. 704 zeigt ein interessantes Beispiel der totalen Reflexion. In ein Glas mit Wasser tauche man eine un-

ten zugeschmolzene Glasröhre, am besten ein Reagentienglas, wie es die Chemiker gebrauchen, welches leer ist, d. h. nur Luft enthält; wenn man dem Röhrchen ungefähr die Stellung giebt, wie Fig. 704 zeigt, und dasselbe von o her betrachtet, so erscheint es dem Auge gerade ebenso, als ob es mit Quecksilber gefüllt wäre. Gießt man etwas Wasser in das Röhrchen, so verschwindet dieser Metallganz gerade so weit, als das eingegossene Wasser reicht. Die Erscheinung ist leicht zu erklären; die von a her kommenden Strahlen treffen die Röhre unter einem solchen Winkel, daß sie nicht in die Luft der Röhre austreten können, sie werden also vollständig reflectirt; sobald die Röhre Wasser enthält, hört diese vollständige Reflexion auf.

Die folgende Tabelle enthält die Brechungscoefficienten und die daraus sich ergebenden Gränzwinkel für mehrere Substanzen.

Namen der Körper	Brechungscoefficienten	Gränzwinkel
Chromsaures Bleiorhyd	2,926 . . .	19° 59'
Diamant	2,470 . . .	23 53
Granat	1,815 . . .	33 27
Saphir	1,768 . . .	34 26
Topas	1,610 . . .	38 24
Flintglas	1,600 . . .	38 41
Crownglas	1,533 . . .	40 43
Quarz	1,548 . . .	40 15
Alaun	1,457 . . .	43 21
Wasser	1,336 . . .	48 28

Die Größe der durch die Brechung hervorgebrachten Ablenkung wird gefunden, wenn man den Brechungswinkel vom Einfallswinkel abzieht. Wir wollen nun untersuchen, in welchem Verhältniß die Ablenkung wächst, wenn der Brechungswinkel zunimmt; fassen wir bei dieser Betrachtung einen

bestimmten Fall ins Auge, etwa den Uebergang der Strahlen aus Luft in Glas: in diesem Falle ist der Brechungscoefficient $\frac{3}{2}$ oder 1,5; es ist also

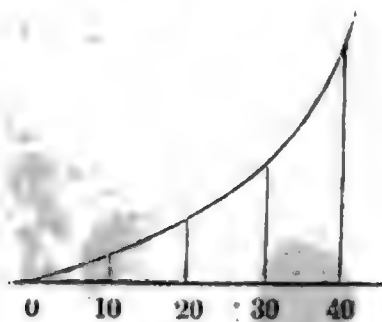
$$\sin. i = 1,5 \cdot \sin. r.$$

Nichts ist nun leichter, als nach dieser Formel für jeden beliebigen Brechungswinkel den zugehörigen Einfallswinkel und die Ablenkung zu finden; die folgende kleine Tabelle enthält für die von 10 zu 10 Grad fortschreitenden Brechungswinkel die entsprechenden Einfallswinkel und Ablenkungen.

r	i	Ablenkung
10 . .	15° 5' . .	5° 5'
20 . .	30 55 . .	10 55
30 . .	48 40 . .	18 40
40 . .	74 34 . .	34 34.

Aus dieser Tabelle sieht man, daß die Ablenkung nicht dem Brechungswinkel proportional wächst, sondern daß diese Ablenkung für kleine Ablenkungswinkel gering ist, für größere aber in einem weit raschern Verhältniß zunimmt als die Brechungswinkel. Beistehende Figur 705 stellt dieses gra-

Fig. 705.



phisch dar, die Abscissen sind den Brechungswinkeln, die Ordinaten den entsprechenden Ablenkungen proportional aufgetragen.

Dem Brechungswinkel 30° entspricht die Ablenkung 18° 40'; wächst der Brechungswinkel um 10°, so nimmt die Ablenkung um 15° 54' zu, nimmt aber der Brechungswinkel um 10° ab, so wird die Ablenkung nur um 7° 45' abnehmen, oder allgemein, wenn man, von einer bestimmten Richtung des gebrochenen Strahls ausgehend, den Brechungswinkel wachsen läßt, so nimmt die Ablenkung mehr zu, als sie abnehmen würde, wenn der Brechungswinkel eben so viel verkleinert wäre.

Prismen.

Brechung des Lichts durch Prismen. Ein Prisma nennt man 366 in der Optik ein durchsichtiges Mittel, welches durch zwei gegen einander geneigte Flächen begränzt ist.

Die Kante des Prisma's ist die Linie, in welcher sich die beiden Gränzflächen schneiden oder doch schneiden würden, wenn sie hinreichend verlängert würden.

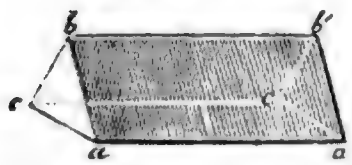
Die Basis eines Prisma's ist irgend eine der brechenden Kante gegenüber liegende Fläche, mag sie nun in der Wirklichkeit vorhanden, oder mag sie nur gedacht seyn.

Der brechende Winkel ist der Winkel, welchen die beiden Flächen des Prisma's mit einander machen.

Hauptschnitt nennt man den Durchschnitt des Prisma's mit einer auf seiner Kante rechtwinkligen Ebene.

Gewöhnlich wendet man Prismen an, welche durch drei rechtwinklige Flächen $ab a' b'$, $bc b' c'$ und $ca c' a'$ begränzt sind.

Fig. 706.



Wenn das Licht durch die Flächen $a b'$ und $a c'$ hindurchgeht, so ist $a a'$ die brechende Kante und die Fläche $b c'$ die Basis; $b b'$ ist die brechende Kante, wenn der Lichtstrahl durch die Flächen $b a'$ und $b c'$ geht u. s. w.

Der Hauptschnitt eines solchen Prisma's ist ein Dreieck, und je nachdem dieses Dreieck rechtwinklig, gleichschenkelig oder gleichseitig ist, nennt man auch

Fig. 707.

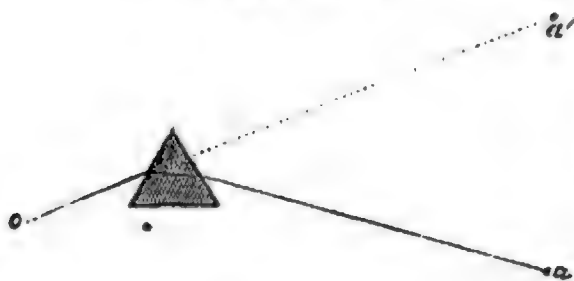


das Prisma selbst rechtwinklig, gleichschenkelig oder gleichseitig.

Gewöhnlich befestigt man die Prismen auf einem messingenen Statif, Fig. 707. Indem man das Stäbchen t in der Röhre, in der es steckt, auf- und niederschiebt, kann man das Prisma höher oder tiefer stellen, und mittelst des Charniers bei g kann man ihm jede beliebige Stellung geben.

Hält man ein Prisma so, daß die brechende Kante nach oben gerichtet ist, so beobachtet man beim Hindurchsehen zwei merkwürdige Erscheinungen: erstens erscheinen alle Gegenstände bedeutend von dem Ort, den sie wirklich einnehmen, verrückt, und zwar scheinen sie gehoben, das Auge o , Fig. 708, erblickt durch das Prisma den Gegenstand a in

Fig. 708.



a' ; zweitens aber scheinen sie mit farbigen Rändern. Wäre die brechende Kante nach unten gerichtet gewesen, so würden alle Gegenstände, durch das Prisma gesehen, nach unten verrückt erscheinen. Ein vertikales Prisma verrückt die Gegenstände nach der rechten oder linken Seite, je nach-

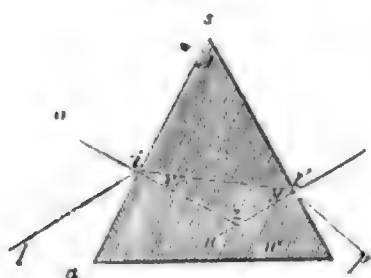
dem die brechende Kante auf der rechten oder linken Seite sich befindet. Wenn man die Versuche auf diese Weise abändert, so überzeugt man sich leicht, daß alle Gegenstände, durch das Prisma betrachtet, nach der Seite der brechenden Kante hin verrückt erscheinen.

Wenn ein Sonnenstrahl durch eine feine Deffnung in der Richtung $v d$ in ein dunkles Zimmer tritt, und man ihn durch ein Prisma auffängt, so beobachtet man ebenfalls eine Ablenkung und eine Färbung. Das Prisma



Denken wir uns nun in i , d. h. da, wo ein Strahl in das Prisma eintritt,

Fig. 711.



und in i' , da, wo er die zweite Fläche trifft, die Einfallslothe errichtet, so machen diese Einfallslothe einen Winkel z mit einander; es ist aber $z = 180^\circ - g$. Bezeichnen wir mit x und y die Winkel, welche der gebrochene Strahl $i i'$ mit den in i und i' errichteten Einfallsloten macht, so sieht man leicht, daß x , y und z die drei Winkel eines Dreiecks sind, daß er also $y = 180^\circ - x - z$; setzt man für z seinen Werth $180 - g$, so kommt

$$y = g - x.$$

Ein Austritt des Strahls ist möglich, so lange y kleiner ist als der Gränzwinkel v . Wenn g gegeben ist, so kann man leicht ermitteln, bis zu welcher Größe x abnehmen darf, wenn noch ein Austritt möglich seyn soll. Da v der größte Werth ist, den y haben darf, wenn noch ein Austritt stattfinden soll, so hat man in der letzten Gleichung nur $y = v$ zu setzen, um den Gränzwert von x zu erhalten. Man findet auf diese Weise

$$x = g - v,$$

sobald der Strahl $l i$ das Prisma so trifft, daß der Brechungswinkel x kleiner ist als der eben angegebene Werth, so ist kein Austritt möglich, denn alsdann wird y größer als v .

Wenn $g = 2v$, so erhält man für den Gränzwert von x den Werth $x = v$; da der Brechungswinkel x aber immer kleiner ist als der Gränzwinkel v , so ist bei einem solchen Prisma der Austritt der Strahlen nie möglich; eben so wenig ist dieser Austritt möglich, wenn der brechende Winkel des Prisma's den doppelten Werth des Gränzwinkels v noch übersteigt.

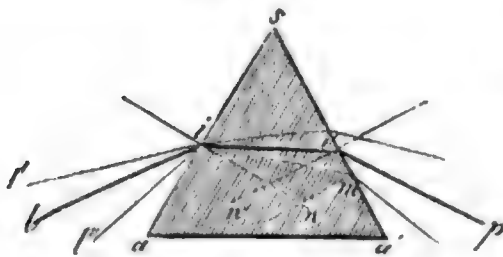
Je mehr nun der brechende Winkel g des Prisma's abnimmt, desto kleiner wird auch der Gränzwert von x , für welchen noch ein Austritt möglich ist, desto mehr darf also auch der einfallende Strahl $l i$ sich dem Einfallslothe nähern. Wenn $g = v$, so ist der Gränzwert für x gleich Null, es können also alle Strahlen austreten, welche in einer Richtung $l i$ einfallen, die innerhalb des Winkels $o i a$ liegt. Wenn $g < v$, so können auch noch solche Strahlen austreten, deren Eintrittsrichtung in den Winkel $o i s$ fällt.

368 Von dem Minimum der durch ein Prisma hervorgebrachten Ablenkung. Wenn ein Lichtstrahl so durch ein Prisma geht, daß er mit den beiden Flächen gleiche Winkel macht, so ist die Totalablenkung, welche der Strahl durch das Prisma erleidet, kleiner als bei jeder andern Lage des gebrochenen Strahls.

Von der Wahrheit dieses wichtigen Satzes kann man sich leicht überzeugen. Der Strahl $l i$, Fig. 712, sey so gebrochen, daß der gebrochene

Strahl $i\ i'$ gleiche Winkel mit den Flächen $s\ a$ und $s\ a'$ macht, so ist auch

Fig. 712.



der Brechungswinkel $n\ i\ i'$ gleich dem Winkel $n'\ i' i = x$, und die Ablenkung d , die der Strahl bei i erfährt, ist gleich der Ablenkung bei i' , folglich ist die totale Ablenkung, d. h. der Winkel, welchen der einfallende Strahl $l\ i$ mit dem austretenden $i'\ p$ macht,

$$D = 2\ d.$$

Wenn nun die Richtung des einfallenden Strahls verändert wird, wenn er etwa in der Richtung $l'\ i$ einfielen, so würde der gebrochene Strahl die Richtung $i\ m$ haben, der Brechungswinkel $n\ i\ m$ wäre also jetzt kleiner als x , während der Winkel, den $i\ m$ mit dem in m errichteten Einfallslot macht, um eben so viel größer ist als x , die Ablenkung bei i hat also abgenommen, auf der andern Seite aber hat sie zugenommen. Bezeichnen wir die Abnahme der Ablenkung bei i mit α , so ist jetzt hier die Ablenkung $d - \alpha$. Nach der auf Seite 127 angestellten Betrachtung muß aber die Ablenkung bei m um mehr als α zugenommen haben, wir können also die bei m stattfindende Ablenkung mit $d + \alpha + \beta$ bezeichnen. Die Totalablenkung D' ist aber die Summe der an beiden Flächen stattfindenden Ablenkungen, also

$$D' = d - \alpha + d + \alpha + \beta$$

oder

$$D' = 2\ d + \beta,$$

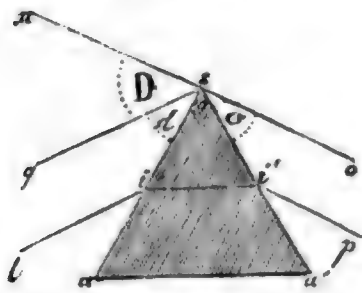
sie ist also größer als die Ablenkung D .

Hätte der einfallende Strahl die Richtung $l''\ i$ gehabt, so wäre die Ablenkung an der ersten Fläche größer als d , an der zweiten kleiner als d geworden, die Zunahme der Ablenkung an der ersten Fläche ist aber bedeutender als die Abnahme an der zweiten, folglich ist auch in diesem Falle die Totalablenkung größer als bei symmetrischem Durchgang des Strahls.

Wenn man durch ein Prisma das Bild eines Gegenstandes betrachtet, so kann man durch Drehung des Prisma's leicht die Stellung ausmitteln, für welche die Ablenkung ein Minimum ist; hat man das Prisma so gestellt, so macht auch der gebrochene Strahl im Prisma gleiche Winkel mit den Seitenflächen, oder mit anderen Worten, er steht rechtwinklig auf der Halbierungslinie des brechenden Winkels.

Kennt man den brechenden Winkel g eines Prisma's und das Minimum der Ablenkung, welches durch dasselbe hervorgebracht wird, so reichen diese Data hin, um den Brechungsexponenten des Stoffes zu bestimmen, aus welchem das Prisma gemacht ist.

In Fig. 713 sey $l i i' p$ ein Lichtstrahl, welcher das Prisma symmetrisch durchläuft, so ist der Winkel d , den $l i$ mit $a s$ macht, gleich dem Winkel $a' i' p = 90^\circ - a$, wenn mit a der Einfallswinkel bezeichnet wird.



Denken wir uns nun durch die Spitze s des Prismas $n o$ parallel mit dem austretenden und $q s$ parallel mit dem eintretenden Strahl gezogen, so ist $q s n$ der Ablenkungswinkel D . Nun aber ist

$$D = 180 - d - g - c,$$

ferner ist $d = c = 90^\circ - a$, also

$$D = 2 a - g$$

und daraus

$$a = \frac{D + g}{2}.$$

In der vorigen Nummer haben wir gesehen, daß

$$x + y = g,$$

wenn x und y die Winkel bezeichnen, welche der gebrochene Strahl mit den auf der Eintritts- und Austrittsfläche errichteten Einfallsloten macht. In

unserm Fall ist aber $x = y$, folglich $x = \frac{g}{2}$. Der Brechungscoefficient n wird bekanntlich gefunden, wenn man den Sinus des Einfallswinkels durch den Sinus des Brechungswinkels dividirt, es ist also

$$n = \frac{\sin. a}{\sin. x},$$

und wenn man für a und x die eben ermittelten Werthe setzt

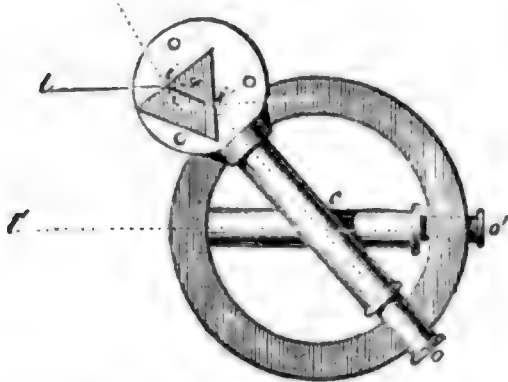
$$n = \frac{\sin. \frac{D + g}{2}}{\sin. \frac{g}{2}}.$$

Nach dieser wichtigen Formel kann man also stets den Brechungscoefficienten n für ein Prisma berechnen, wenn man das Minimum der Ablenkung beobachtet hat, welche es hervorbringt, und wenn sein brechender Winkel g gemessen worden ist.

369 Bestimmung des Brechungscoefficienten fester und flüssiger Körper. Um den Brechungscoefficienten fester Körper zu finden, muß man, wie wir eben gesehen haben, ein Prisma aus demselben verfertigen. Den

brechenden Winkel dieses Prisma's kann man mit Hülfe eines Goniometers, das Minimum der Ablenkung aber auf folgende Weise finden. Das Prisma wird vertikal auf eine kleine Platte gesetzt, welche vor dem Objectiv eines Theodolithfernrohrs befestigt ist, wie man dies Fig. 714 sieht.

Fig. 714.



Man kann nun leicht das Fernrohr so drehen, daß man in der Richtung i' o das Bild eines entfernten Visirpunktes erblickt, welcher seine Strahlen in der Richtung l i auf das Prisma sendet. Sieht man einmal durch das Fernrohr das gebrochene Bild des Visirpunktes, so kann man leicht das Prisma um seine vertikale Axe etwas drehen, da die

Platte, auf der es steht, um eine vertikale Axe drehbar seyn muß. Durch eine solche Drehung des Prisma's ändert sich aber auch die Lage des Bildes, man kann ihm aber leicht durch gehörige Drehung des Fernrohrs folgen. Nach wenigen Versuchen findet man auf diese Weise leicht die Lage, in welcher das Prisma die kleinste Ablenkung hervorbringt. Nun nimmt man das Prisma weg und richtet das Fernrohr direct auf den Visirpunkt und ließt dann auf dem getheilten Kreise den Winkel ab, welchen die beiden Lagen des Fernrohrs o i' und o' l' mit einander machen. Dieser Winkel ist offenbar das Minimum der durch das Prisma hervorgebrachten Ablenkung.

Fig. 715.

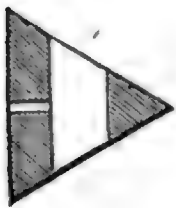
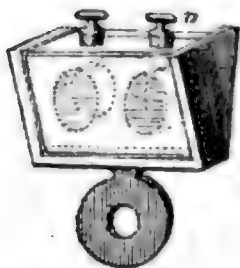


Fig. 716.



Für Flüssigkeiten bedient man sich genau desselben Verfahrens; um ihnen aber die Gestalt eines Prisma's zu geben, verfährt man so: Man bohrt durch zwei Flächen eines Glasprisma's ein Loch, wie man Fig. 715 sieht, und dann ein kleineres von der Basis des Prisma's bis auf diese Höhlung. Auf die beiden Flächen, durch welche die Deffnung geht, werden dann Platten von geschliffenem Spiegelglas aufgelegt und durch eine Messingfassung gehörig festgehalten. Das so gebildete Hohlprisma wird dann durch die kleine Deffnung mit der Flüssigkeit gefüllt. Fig. 716 stellt ein solches Prisma dar, in welchem sich zwei Hohlprismen neben einander befinden. Die kleinen Seitenöffnungen werden nach der Füllung der Prismen durch eingeriebene Stöpsel verschlossen.

Die folgende Tabelle enthält eine Reihe von Brechungscoefficienten verschiedener Körper.



$$\frac{\sin. a}{\sin. b} = n \text{ und } \frac{\sin. a'}{\sin. b'} = \frac{1}{n'}$$

wenn $a =$ Winkel $l i n$,

$b =$ Winkel $m i n' = i m p$,

$a' =$ Winkel $m i' q = i' m p'$,

$b' =$ Winkel $e i' q'$ ist.

Da nun aber $a = b'$, so folgt

$$\frac{\sin. a'}{\sin. b} = \frac{n}{n'} \text{ oder } \frac{\sin. i' m p'}{\sin. i m p} = \frac{n}{n'}.$$

Es geht daraus hervor, daß, wenn ein Lichtstrahl eine ganze Reihe von parallelen Platten durchläuft, doch endlich wieder parallel mit seiner ursprünglichen Richtung austreten wird.

Vom Brechungsvermögen und der brechenden Kraft. Man ist 370 übereingekommen, das um die Einheit verminderte Quadrat des Brechungsexponenten, also den Werth $n^2 - 1$ die brechende Kraft, den Quotienten aber, welchen man erhält, wenn man die brechende Kraft eines Körpers mit seiner Dichtigkeit dividirt, also $\frac{n^2 - 1}{d}$, sein Brechungsvermögen zu nennen.

Diese Definitionen sind nicht ganz willkürlich, wie es auf den ersten Blick wohl scheinen möchte. Die brechende Kraft ist nach der Emissionstheorie der Zuwachs, welchen das Quadrat der Geschwindigkeit des Lichts beim Uebergang aus dem leeren Raum in einen brechenden Körper erleidet, denn nach dieser Theorie nimmt die Geschwindigkeit des Lichts beim Uebergang in stärker brechende Mittel zu.

Man kann die brechende Kraft eines Körpers auf absolute und relative Weise bestimmen; so sind z. B. 1,326 und 0,785 die absoluten brechenden Kräfte oder die Werthe von $n^2 - 1$ für Glas und Wasser; dividirt man aber die erstere Zahl durch die zweite, so erhält man 1,690, welches die relative brechende Kraft des Glases zu der des Wassers ist.

Das Brechungsvermögen, also der Werth von $\frac{n^2 - 1}{d}$ ist für Glas 0,533, für Wasser 0,785; das Brechungsvermögen des Glases auf das des Wassers bezogen ist aber $\frac{0,533}{0,785} = 0,679$.

Wenn ein Körper sich ausdehnt oder verdichtet, so ändert sich sowohl sein Brechungsexponent, als auch seine Dichtigkeit, sein Brechungsvermögen scheint aber constant zu bleiben, so lange der Körper nicht in den gasförmigen Zustand übergeht.

371 **Bestimmung des Brechungscoefficienten für Gase.** Um den Brechungscoefficienten der Luft zu finden, könnte man einen Lichtstrahl aus dem leeren Raum in ein Luftprisma von bekanntem brechenden Winkel übergehen lassen; der umgekehrte Versuch aber, nämlich den Strahl aus der umgebenden Luft in ein luftleeres Prisma treten zu lassen, ist weit leichter anzustellen.

Arago und Biot wandten ein Glasprisma an, wie es Fig. 718, von oben gesehen, dargestellt ist. Es besteht aus einer Glasröhre $t t'$, welche 20 bis 30 Centimeter lang ist und 4 bis 5 Centimeter im Durchmesser hat. Die beiden Enden der Röhre sind nach den Richtungen $t f$ und $t' f'$ schräg abgeschliffen und durch Glasplatten, deren Flächen genau parallel sind, hermetisch verschlossen. Der Winkel, welchen diese beiden Platten mit einander machen, also der brechende Winkel des Prisma's, muß wegen der schwachen Brechung des Lichts in den Gasen sehr groß seyn. An dem von Biot und Arago angewandten Apparat betrug dieser Winkel $143^{\circ} 7' 28''$. In der Mitte der Länge der Röhre und parallel mit den Flächen des Prisma's sind zwei einander entgegengesetzte Oeffnungen angebracht, um nach Belieben mittelst einer Luftpumpe das Prisma luftleer zu machen, oder ein Gas einzuführen, welches man dem Versuch unterwerfen will. In diesen beiden Oeffnungen sind Röhrechen eingekittet, welche auf passende Weise mit Hähnen versehen sind und die mit einem Barometer communiciren, welches in jedem Augenblick den Druck des innern Gases anzeigt.

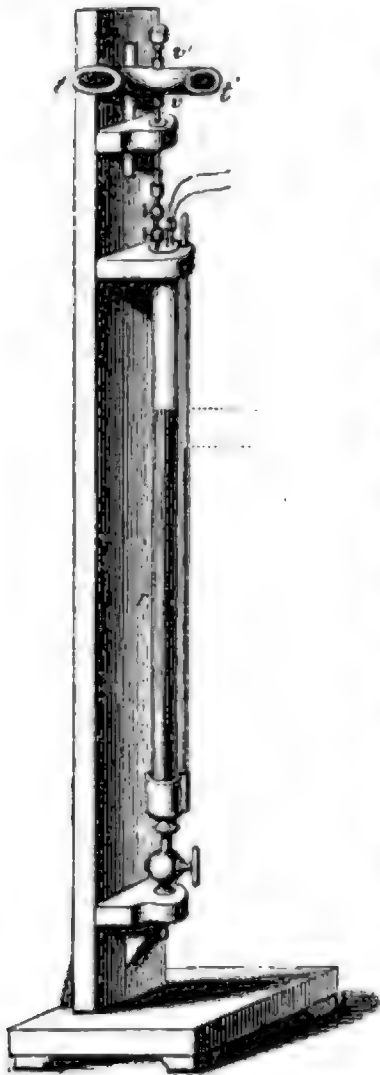


Nehmen wir an, das Prisma sey luftleer, die brechende Kante sey vertikal und das Ganze so aufgestellt, daß man nach einem entfernten Punkte visiren kann. Ein Beobachter in o sieht dann in der Richtung $o l$ den Visirpunkt direct, in der Richtung $o e$ aber das gebrochene Bild desselben. Der Winkel $l o e$ muß nun mit großer Genauigkeit gemessen werden, da er höchstens 5 bis 6 Minuten beträgt. Ist dieser Winkel und der brechende Winkel des Prisma's bekannt, so kann man nach der obigen Formel den Brechungscoefficienten berechnen, wenn man dem Prisma eine solche Stellung gegeben hatte, daß die Ablenkung ein Minimum ist; es sind jedoch noch einige Correctionen wegen der noch im Prisma zurückgebliebenen Luft und wegen des unvollkommenen Parallelismus der Flächen der Glasplatten anzubringen.

Durch oft wiederholte genaue Versuche haben Arago und Biot gefunden, daß für den Uebergang des Strahls aus dem absolut leeren



Fig. 720.



Atmosphäre. Mit einem guten in einiger Entfernung aufgestellten Fernrohr visirt man nun nach dem durch das Prisma gebrochenen Bilde eines entfernten Visirpunktes; ist dies geschehen, so wird das Fernrohr in dieser Stellung befestigt, das Prisma, ohne es zu verrücken, luftleer gemacht und dann ein anderes Gas, etwa Kohlensäure, eingefüllt. Indem man nun den Druck dieses Gases variirt, kann man es leicht dahin bringen, daß das Bild des Visirpunktes wieder im Fadenkreuz des Fernrohrs einsteht. Die Temperatur ist dieselbe geblieben; der Druck der Kohlensäure im Prisma mag aber z. B. 498^{mm} betragen. Da die Kohlensäure unter diesem Druck das Licht ebenso stark ablenkt, wie die Luft unter einem Druck von 760^{mm} , so ist klar, daß sie unter diesen Umständen denselben Brechungscoefficienten und dieselbe brechende Kraft hat wie die Luft; da aber die brechende Kraft der Dichtigkeit proportional ist, so hat man

$$498 : 760 = 1 : x,$$

woraus $x = 1,526$ folgt, was der Werth der brechenden Kraft der Kohlensäure für einen Druck von 760^{mm} und die Temperatur der umgebenden Luft ist.

Durch solche Versuche erhält man die brechende Kraft der Gase mit der der Luft verglichen. Die von Dulong erhaltenen Resultate sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

N a m e n d e r G a s e	Brechende Kraft im Vergleich mit der der Luft	Absolute brechende Kraft	Brechungs- exponenten
Atmosphärische Luft	1,000	0,000589	1,000294
Sauerstoff	0,924	0,000544	1,000272
Wasserstoff	0,470	0,000277	1,000138
Stickstoff	1,020	0,000601	1,000300
Ammoniakgas	1,309	0,000771	1,000385
Kohlensäure	1,526	0,000899	1,000449
Chlor	2,623	0,001545	1,000772
Chlornasserstoffsäure	1,527	0,000899	1,000449
Stickstoffoxydgas	1,710	0,001007	1,000503
Salpetergas	1,030	0,000606	1,000303
Kohlenoxydgas	1,157	0,000681	1,000340
Cyngas	2,832	0,001668	1,000834
Delbildendes Gas	2,302	0,001356	1,000678
Sumpfgas	1,504	0,000886	1,000443
Salzsäureäther	3,720	0,002191	1,001095
Cyanwasserstoffsäure	1,531	0,000903	1,000451
Schweflige Säure	2,260	0,001331	1,000665
Schwefelwasserstoffgas	2,187	0,001288	1,000644
Schwefelätherdampf	5,197	0,003061	1,00153
Schwefelkohlenstoffdampf	5,110	0,003010	1,00150'
Phosphorwasserstoffgas	2,682	0,001579	1,000789

Die Zahlen der ersten Columne sind das directe Resultat der Beobachtung; multiplicirt man sie mit 0,000589, welches die absolute brechende Kraft der Luft ist, so erhält man die Zahlen der zweiten Columne oder $n^2 - 1$; um daraus nun die Brechungsexponenten zu erhalten, hat man 1 zu addiren und dann die Quadratwurzel auszuziehen.

Aus der Vergleichung dieser Zahlen lassen sich folgende Resultate ziehen:

1) Man findet keine Beziehung zwischen den Zahlen, welche die brechenden Kräfte ausdrücken, und den Dichtigkeiten.

2) Die brechende Kraft einer Mischung ist die Summe der brechenden Kräfte der gemischten Elemente. Die Luft besteht z. B. aus 0,21 Sauerstoff und 0,79 Stickstoff; multiplicirt man nun die brechende Kraft des Sauerstoffs 0,924 mit 0,21, die des Stickstoffs 1,020 mit 0,79, so erhält

man die Producte 0,19404 und 0,80580, deren Summe 0,99984 in der That nur sehr wenig von 1 abweicht. Dulong hat auch mehrere Versuche mit künstlichen Mischungen gemacht, welche die Richtigkeit dieses Satzes bestätigten.

3) Wenn ein Gas eine chemische Verbindung ist, so ist seine brechende Kraft bald größer, bald kleiner als die Summe der brechenden Kräfte seiner Elemente, wie man aus der folgenden Tabelle ersieht,

N a m e n d e r G a s e	Brechende Kraft		Differenz
	beobachtet	berechnet	
Ammoniak	1,309	1,216	+ 0,093
Stickstoffoxydgas	1,710	1,482	+ 0,228
Salpetergas	1,030	0,972	+ 0,058
Wasserdampf	1,000	0,933	+ 0,067
	3,936	3,784	+ 0,015
Salzsäureäther	3,720	3,829	— 0,099
	1,521	1,651	— 0,130
Kohlensäure	1,526	1,629	— 0,093
Chlorwasserstoffsäure	1,527	1,547	— 0,020

wobei die brechende Kraft der Luft zur Einheit genommen ist.

Die Differenzen zwischen der beobachteten und der berechneten brechenden Kraft sind zu groß, als daß sie von Beobachtungsfehlern herrühren könnten.

4) Das Brechungsvermögen einer Substanz im flüssigen Zustande ist größer als das Brechungsvermögen desselben Körpers, wenn er sich im gasförmigen Zustande befindet. In der That ist das Brechungsvermögen des Schwefelkohlenstoffdampfes, bezogen auf Luft, gleich $\frac{5,110}{2,644} = 1,932$, denn 2,644 ist die Dichtigkeit des Schwefelkohlenstoffdampfes. Nun aber ist der Brechungscoefficient des flüssigen Schwefelkohlenstoffs 1,678 und seine Dichtigkeit 1,263 und mithin sein absolutes Brechungsvermögen 1,438. Da aber die Luft eine absolute brechende Kraft 0,000588 und im Vergleich zum Wasser eine Dichtigkeit 0,001299 hat, so ist sein absolutes Brechungsvermögen 0,453 und folglich das absolute Brechungsverhältniß des flüssigen Schwefelkohlenstoffs in Beziehung auf Luft $\frac{1,438}{0,453} = 3,176$; das Brechungsvermögen des flüssigen Schwefelkohlenstoffs ist also größer als 3, das seines Dampfes kleiner als 2.

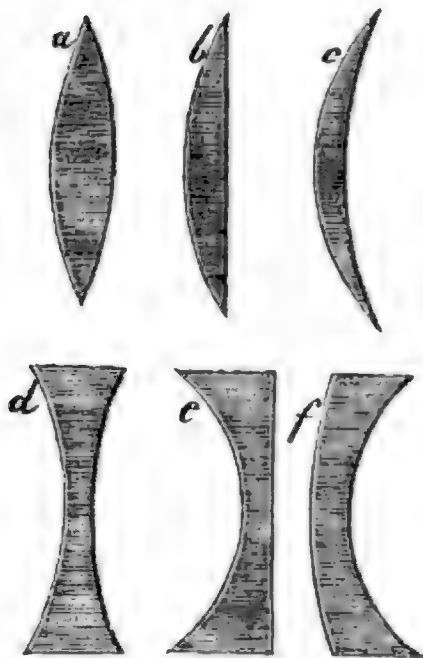
L i n s e n .

Allgemeine Eigenschaften der Linsen. Linsen nennt man durchsichtige Körper, welche die Eigenschaft haben, die Convergenz durchgehender Strahlen zu vergrößern oder zu verkleinern.

Wir beschäftigen uns hier nur mit sphärischen Linsen, d. h. mit solchen, deren Gränzflächen nur Stücke von Kugeloberflächen und Ebenen sind, weil diese allein zu optischen Instrumenten verwendet werden. Man hat außerdem noch elliptische, parabolische, cylindrische u. s. w. Linsen, welche analoge Erscheinungen zeigen wie die sphärischen.

Man unterscheidet 6 verschiedene Arten von Linsen, welche Fig. 721 im

Fig. 721.



Durchschnitt dargestellt sind. *a* stellt eine biconvexe Linse dar, d. h. eine solche, die durch zwei nach außen gewölbte Kugelflächen begränzt ist. Die planoconvexe Linse *b* ist durch eine ebene und eine convexe Fläche begränzt. Die concavconvexen Linsen, welche durch eine convexe und eine hohle Fläche begränzt sind, wie *c* und *f*, werden auch *Meniskken* genannt; man unterscheidet zwei Arten derselben, je nachdem die Krümmung der hohlen Fläche geringer ist, wie bei *c*, oder stärker wie bei *f*. *d* stellt eine biconcave, *e* eine planoconcave Linse vor.

Die drei ersteren, *a*, *b* und *c*, sind in der Mitte dicker als am Rande und heißen *Sammellinsen*.

Die drei letzteren, *d*, *e* und *f*, welche in der Mitte dünner sind als am Rande, heißen *Zerstreuungslinsen*.

Die *Are* einer Linse ist die gerade Linie, welche die Mittelpunkte der beiden Kugeloberflächen verbindet, durch welche die Linse gebildet wird. Bei den planoconvexen und planoconcaven Linsen ist die *Are* das von dem Mittelpunkt der Krümmung auf die Ebene gefällte Perpendikel.

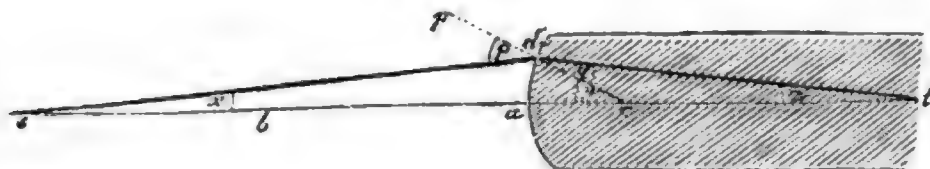
Um zu beweisen, daß die Linsen Brennpunkte haben, wollen wir zuerst eine Linse von unendlicher Dicke betrachten, welche ihre convexe Seite gegen einen leuchtenden Punkt *s* kehrt, Fig. 722, der auf ihrer *Are* liegt. Es sey *s d* der einfallende Strahl, *c d* das Einfallslot und *d t* der gebro-

Fig. 722.



chene Strahl, welcher die Ase in t schneidet. Bezeichnen wir mit x den Winkel, welchen der einfallende Strahl mit der Ase macht, mit z den durch

Fig. 723.



den gebrochenen Strahl und die Ase und mit y den durch das Einfallslot und die Ase gebildeten Winkel; nennen wir ferner den Einfallswinkel p und den Brechungswinkel q , so ist

$$p = x + y \text{ und } y = q + z,$$

weil p ein Außenwinkel am Dreieck sdc und y ein Außenwinkel am Dreieck dct ist. Ferner ist $\sin. p = n. \sin. q$, und wenn die Winkel p und q sehr klein sind, so kann man die Winkel selbst statt der Sinus setzen, man hat also in diesem Falle

$$p = n q.$$

Wenn man aus diesen drei Gleichungen p und q eliminirt, so kommt

$$x + n z = y (n-1) \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Nun kann man ohne merklichen Fehler ad als eine auf der Ase st rechtwinklige Linie betrachten, und demnach ist $\tan. x = \frac{ad}{sa}$, $\tan. y = \frac{ad}{ac}$ und $\tan. z = \frac{ad}{at}$. Weil aber die Winkel x , y und z sehr klein sind, so kann man die Werthe dieser Tangenten statt der Winkel selbst in der Gleichung 1) setzen, und so kommt

$$\frac{ad}{sa} + \frac{n \cdot ad}{at} = \frac{ad}{ac} (n-1)$$

oder

$$\frac{1}{b} + \frac{n}{m} = \frac{n-1}{r} \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

wenn man $as = b$, $at = m$ und $ac = r$ setzt. In dieser Gleichung kommt außer m nur noch b , n und r vor, wenn also der Krümmungshalbmesser r , die Entfernung b des leuchtenden Punktes von der Linse und der Brechungsexponent n bekannt ist, so kann man m , d. h. die Entfernung at , berechnen, in welcher der gebrochene Strahl die Ase schneidet. Da nun der Werth von m von dem Werthe des Einfallswinkels ganz unabhängig ist, so ist klar, daß alle von s ausgehenden Strahlen, welche die Linse treffen, in t wieder vereinigt werden, vorausgesetzt, daß die Umstände von der Art sind, daß die Winkel x , y und z nur sehr kleine Werthe haben.

Wir wollen diese Formel für den speciellen Fall discutiren, daß die Linse von Glas und ihr Brechungsexponent gleich $\frac{3}{2}$ ist; sie wird alsdann

$$\frac{1}{b} + \frac{3}{2m} = \frac{1}{2r} \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

1) Wenn $b = \infty$, so wird $m = 3r$, d. h. wenn der leuchtende Punkt unendlich weit entfernt ist oder wenn die einfallenden Strahlen parallel mit der Axe sind, so ist m dreimal so groß als der Krümmungshalbmesser der Linse. Der Werth von m ist positiv, alle Strahlen werden also wirklich in einem Punkte t vereinigt.

2) Wenn $b = 2r$, so wird $m = \infty$, d. h. wenn der leuchtende Punkt sich von der unendlichen Entfernung bis auf die Entfernung $2r$ nähert, so entfernt sich der Brennpunkt t von $3r$ bis ins Unendliche, wenn der leuchtende Punkt s sich in der Entfernung $as = 2r$ befindet, so sind also die gebrochenen Strahlen der Axe parallel.

2) Für $b < 2r$ wird m negativ, die Strahlen werden alsdann nach der Brechung gar nicht mehr in einem Punkte vereinigt, die Linse ist also nicht mehr wirksam genug, um die Strahlen convergirend zu machen, sie divergiren aber doch nach der Brechung weniger als vorher, und rückwärts verlängert schneiden sie sich in einem Punkte außerhalb der Linse, welcher noch über s hinausliegt.

4) Wenn b negativ ist, so bedeutet das, daß schon die einfallenden Strahlen nach einem Punkte im Glase convergiren. Der Werth von m wird in diesem Falle wieder positiv und kleiner als b , nach der Brechung convergiren also die Strahlen noch stärker als vorher. Man kann sich davon eben so leicht durch Rechnung als auch durch Zeichnung überzeugen.

Wir haben die eben besprochene Formel für den Fall construirt, daß die Linse auf der dem leuchtenden Punkt zugewendeten Seite convex sey; man kann sich aber leicht überzeugen, daß für concave Linsen nur das Zeichen von r verwandelt werden muß.

Dies vorausgesetzt, kann man nun leicht untersuchen, was bei gewöhnlichen Linsen vorgehen wird, die durch zwei krumme Flächen begränzt sind und deren Dicke gering genug ist, daß sie vernachlässigt werden kann.

In Fig. 724 ist eine solche Linse dargestellt; die von s ausgehenden

Fig. 724.



Strahlen würden durch die vordere Fläche so gebrochen, daß sie sämmtlich nach t' convergiren, und sie würden auch wirklich in diesem Punkte

zusammentreffen, wenn sie nicht an der hintern Fläche eine abermalige Brechung erlitten, die sie nach dem Punkte t convergiren macht; in dem Punkte

Fig. 725.



t werden also die von s ausgehenden Strahlen wirklich wieder vereinigt. Wir wollen nun die Lage des Punktes t näher bestimmen.

Die Entfernung des Punktes t' von dem Glase wird, wie wir oben gesehen haben, durch die Gleichung

$$\frac{1}{b} + \frac{n}{b'} = \frac{n-1}{r}$$

gefunden, in welcher b die Entfernung des Punktes s und b' die des Punktes t' vom Glase, r aber den Radius $c d$ bezeichnet.

Nun treffen die nach t' convergirenden Strahlen die zweite Fläche, und man kann nach derselben Formel die Lage des Punktes berechnen, nach welchem sie durch diese zweite Fläche hingebrochen werden, nur sind noch einige durch die veränderten Umstände nothwendige Zeichenänderungen anzubringen.

Die Strahlen nämlich, welche die zweite Fläche treffen, divergiren nicht von einem in der Entfernung b vor der Fläche liegenden Punkte, sondern sie convergiren nach einem in der Entfernung b' hinter ihr liegenden Punkte, man muß deshalb in die Gleichung $-\frac{1}{b'}$ statt $\frac{1}{b}$ setzen.

Ferner ist die hintere Fläche der Linse nicht gegen die einfallenden Strahlen gewölbt, wie bei der Construction der Gleichung angenommen worden war, sondern hohl, man muß deshalb $-\frac{1}{r'}$ statt $\frac{1}{r}$ setzen, wenn r' den Krümmungshalbmesser der hintern Fläche bezeichnet.

Endlich gehen die Strahlen an der hintern Fläche nicht aus Luft in Glas, sondern aus Glas in Luft über, man hat deshalb für den Brechungs-Exponenten n seinen reciproken Werth $\frac{1}{n}$ zu setzen, und so ergibt sich dann für die Bestimmung des Punktes t die Gleichung

$$-\frac{1}{b'} + \frac{\frac{1}{n}}{m} = -\frac{\frac{1}{n} - 1}{r'}$$

wo m die Entfernung des Punktes t vom Glase bezeichnet. Eliminirt man b' aus dieser Gleichung und der Gleichung 1), so kommt

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{m} = \frac{n-1}{r} + \frac{n-1}{r'}.$$

Wenn b unendlich groß ist, d. h. wenn die einfallenden Strahlen unter sich und mit der Axe parallel sind, so werden sie im Hauptbrennpunkt, im Hauptfocus vereinigt; die Entfernung dieses Punktes vom Glase, also die Brennweite oder, was dasselbe ist, die Focaldistanz, erhalten wir aus der letzten Gleichung, wenn wir $b = \infty$, also $\frac{1}{b}$ gleich Null setzen; bezeichnen wir diese Brennweite mit f , so ist demnach

$$\frac{1}{f} = \frac{n-1}{r} + \frac{n-1}{r'}$$

oder

$$f = \frac{r \cdot r'}{(n-1)(r+r')} \quad . \quad . \quad . \quad 3).$$

Wenn aber der Punkt, von dem die Strahlen ausgehen, nicht unendlich weit, sondern in einer Entfernung b liegt, so haben wir für die Bestimmung des Vereinigungspunktes die Gleichung

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{f} - \frac{1}{b},$$

welche man erhält, wenn man statt $\frac{n-1}{r} + \frac{n-1}{r'}$ seinen Werth $\frac{1}{f}$ setzt.

Diese Gleichungen enthalten das Wesentlichste von der Theorie der Linsen, wir wollen jedoch die Sache noch mehr ins Specielle verfolgen.

Die Gleichung 3) ist für biconvexe Linsen construirt, und diese wollen wir auch zunächst betrachten. Setzen wir $\frac{3}{2}$ für den Brechungsexponenten zwischen Glas und Luft, so kommt

$$f = \frac{r \cdot r'}{\frac{1}{2}(r+r')},$$

und wenn die Krümmungshalbmesser der beiden Flächen gleich sind, d. h. wenn $r = r'$, so reducirt sich der Werth von f auf

$$f = r,$$

d. h. durch eine biconvexe Linse von gleichen Halbmessern werden die



Der Zerstreuungspunkt eines planconcaven Glases liegt um den doppelten Radius der gekrümmten Fläche von dem Glase entfernt, wie aus Gl. 4) hervorgeht, wenn man $r' = \infty$, also $\frac{r}{r'} = 0$ und r negativ setzt, denn man erhält für diesen Fall

$$f = -2r.$$

Wenn r positiv, r' aber negativ ist, so erhält man ebenfalls negative Werthe von f , wenn $r' > r$; es ist dies der Fall der zerstreuen Menisken.

Wir haben bisher nur den Vereinigungspunkt parallel auffallender Strahlen betrachtet, es bleibt nun noch zu untersuchen, wie sich die Lage des Vereinigungspunktes ändert, wenn der leuchtende Punkt aus unendlicher Ferne näher rückt. Die parallel auffallenden Strahlen convergiren nach dem Durchgang durch eine Sammellinse nach dem Brennpunkt; wenn aber der leuchtende Punkt näher rückt, so sind die auffallenden Strahlen schon divergent, sie können also nach der Brechung auch weniger convergiren als im vorigen Falle; je mehr also der leuchtende Punkt der Linse näher rückt, desto weiter entfernt sich der Vereinigungspunkt hinter der Linse

Wenn der leuchtende Punkt dem Glase bis auf seine Brennweite nahe gerückt wird, d. h. wenn der leuchtende Punkt sich im Hauptbrennpunkt F des Glases befindet, Fig. 726, so wird der Vereinigungspunkt der Strahlen auf der andern Seite des Glases in unendlicher Entfernung liegen, d. h. die von F ausgehenden Strahlen sind nach der Brechung durch die Linse einander parallel.

Rückt der leuchtende Punkt dem Glase noch näher, so ist ihre Divergenz zu groß, als daß sie durch die Wirkung der Linse aufgehoben werden könnte, die Strahlen divergiren dann auch noch nach ihrem Durchgang durch das Glas, ihre Divergenz ist aber vermindert, sie haben eine solche Richtung, als kämen sie von einem weiter vom Glase entfernten Punkte.

Die Lage des Vereinigungspunktes läßt sich stets aus der schon angeführten Gleichung

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{f} - \frac{1}{b}$$

bestimmen, aus welcher

$$m = \frac{b \cdot f}{b - f}$$

oder







$$\text{tang. } z = \frac{t \, t''}{m' - m} \text{ und } \text{tang. } v = \frac{t \, t''}{m}$$

und daraus

$$\frac{\text{tang. } z}{\text{tang. } v} = \frac{m}{m' - m} \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Dividirt man die Gl. 3 in 2, so kommt

$$\frac{\text{tang. } x}{\text{tang. } z} = \frac{b (m' - m)}{m (b - b')},$$

und wenn man diesen Werth von $\frac{\text{tang. } x}{\text{tang. } z}$ dem Werthe derselben Größe bei 1) gleich setzt, so kommt

$$\frac{b (m' - m)}{m (b - b')} = \frac{m'}{b'}.$$

Multipliziert man diese Gl. erst mit b' und dann mit $m (b - b')$, so kommt

$$b \, b' \, m' - b \, b' \, m = m \, m' \, b - m \, m' \, b',$$

und wenn man Alles mit $m \, m' \, b \, b'$ dividirt,

$$\frac{1}{m} - \frac{1}{m'} = \frac{1}{b'} - \frac{1}{b}$$

und daraus endlich

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{m} = \frac{1}{b'} + \frac{1}{m'};$$

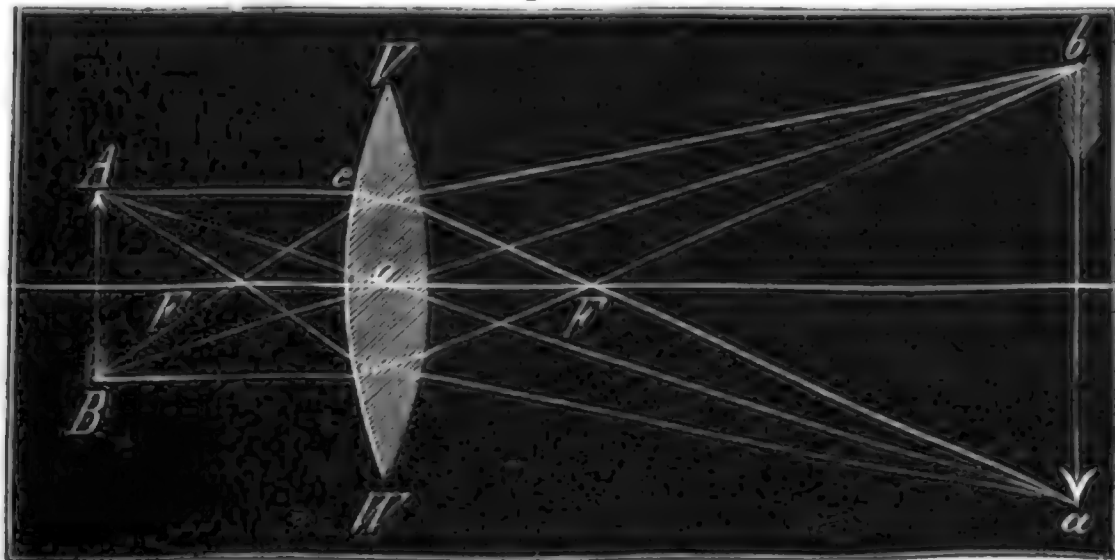
da nun $\frac{1}{m'} + \frac{1}{b'} = \frac{1}{f}$ ist, so muß also auch $\frac{1}{m} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ seyn.

Wenn also ein leuchtender Punkt auf einer Nebenaxe liegt, so findet man sein Bild doch ganz auf dieselbe Weise, als ob er auf der Hauptaxe läge.

Das Feld einer Linse ist der Winkel, welchen zwei der Nebenaxen mit einander noch machen können, ohne daß die Bilder undeutlich werden.

Von den durch Linsen erzeugten Bildern. In Fig. 732 sey AB 374 ein Gegenstand, der sich auf der einen Seite vor der Linse $V \, W$ befindet,

Fig. 732.





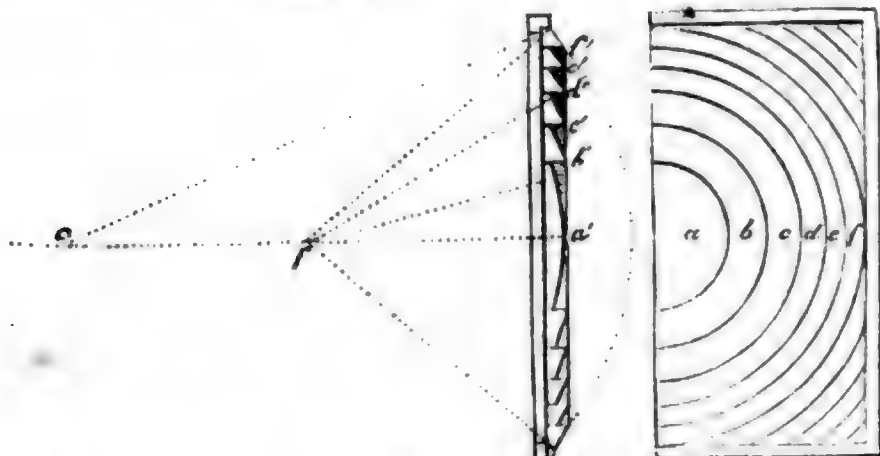


Linsen die Randstrahlen denselben Vereinigungspunkt haben wie die centralen Strahlen, wenn die Brechungswinkel immer den Einfallswinkeln proportional wären; nun aber steht der Sinus des Brechungswinkels zum Sinus des Einfallswinkels in einem constanten Verhältniß, und, wie wir auf Seite 127 gesehen haben, wächst demnach die Ablenkung nicht dem Einfallswinkel proportional, sondern dem n -fachen Einfallswinkel entspricht eine mehr als n -fache Ablenkung; den Randstrahlen muß also eine kürzere Brennweite zukommen.

Fresnel'sche Linsen. Es ist Fresnel gelungen, verschieden geformte Linsen zu construiren, mit Hülfe deren das Licht der Leuchtthürme auf 6 bis 7 Meilen auf das Meer mit hinlänglichem Glanz hinausgeworfen werden kann, um den Schiffen genau ihre Lage anzugeben und ihnen so die Klippen und die gefährlichen Stellen der Küste zu bezeichnen. Die Fig. 738

Fla. 737.

Fig. 738.



stellt eine solche Linse dar; sie besteht aus einem Kugelsegment a , welches von mehreren Ringen b , c , d umgeben ist, deren Durchschnitt man in Fig. 737 sieht. Die Krümmung dieser Ringe ist so berechnet, daß der Brennpunkt eines jeden mit dem Brennpunkt f des Segmentes a zusammenfällt, so daß, wenn sich in f eine Lampenflamme befindet, alles von ihr auf die Linse gesandte Licht als ein fast paralleles Lichtbündel austritt; es würde dies genau der Fall seyn, wenn sich die ganze Flamme der Lampe genau im Brennpunkt der Linse befinden könnte. Da nun die Abnahme der Lichtintensität bei großer Entfernung vorzugsweise eine Folge der Divergenz der Lichtstrahlen ist, so ist klar, daß man auf diese Weise das Licht noch auf bedeutende Entfernungen sichtbar machen kann. Man könnte vielleicht glauben, daß eine gewöhnliche Linse dieselben Vortheile bieten würde; wie wir aber gesehen haben, kann eine gewöhnliche Linse höchstens eine Oeffnung von 12 bis 15 Grad haben, während die Ringe der Fresnel'schen Linsen so berechnet sind, daß ihre Oeffnung 40° beträgt; sie senden also nach einer Richtung hin 9mal so viel Licht, als es durch eine gewöhnliche Linse möglich wäre. Es ist hier nicht der Ort, um weiter in die Beschreibung dieser eben so sinnreichen als zweckmäßigen Einrichtung einzugehen.



die andere ist beweglich und kann mit der ersten parallel oder so gestellt werden, daß sie verschiedene Winkel mit derselben macht. Wenn dieser Apparat an die Stelle des Prisma's *p*, Fig. 739, gesetzt wird, so beobachtet man gar keine Ablenkung, weil jede der beiden Glaswände durch parallele Flächen begränzt ist; sobald man aber eine durchsichtige Flüssigkeit eingießt, so werden die einfallenden Strahlen abgelenkt und in farbige Strahlen zerlegt. Je nachdem man nun die Flächen *f* und *f'* mehr oder weniger gegen einander neigt, kann man zugleich die Ablenkung und die Färbung des Spectrums verändern. Um zu zeigen, daß die Länge des Spectrums von der Substanz des Prisma's abhängt, braucht man nur verschiedene Flüssigkeiten einzugießen, während man den Winkel des Prisma's unverändert läßt. Gießt man z. B. Wasser ein, so ist das Spectrum bei weitem nicht so lang, als wenn man Zimmtöl, Kreosot oder gar Schwefelkohlenstoff eingießt.

Unter sonst ganz gleichen Umständen ist das Spectrum, welches ein Prisma von Flintglas erzeugt, länger als das durch ein Kronglasprisma von gleichem Winkel erzeugte Spectrum.

Bei diesen Versuchen wird man bald sehen, daß sich in der Mitte des Spectrums ein weißer Streifen bildet, wenn die Länge desselben nicht wenigstens doppelt so groß ist als seine Breite; wenn aber das Spectrum sehr in die Länge gezogen ist, so verschwindet das Weiß vollständig, und man unterscheidet im Spectrum sieben Hauptfarben in folgender Ordnung: Roth, Orange, Gelb, Grün, Blau, Indigo, Violet.

Diese Farben werden die Regenbogenfarben, prismatischen Farben oder auch einfache Farben genannt. Wir werden bald sehen, daß es eigentlich unzählig viele verschiedene Farben im Spectrum giebt, daß aber unter diesen das Auge diese sieben Hauptnuancen unterscheidet.

Das rothe Ende des Spectrums ist jederzeit der Stelle zugekehrt, an welcher das runde weiße Sonnenbild *g*, Fig. 740, erscheinen würde, wenn das Prisma nicht da gewesen wäre, die rothen Strahlen haben also die geringste Ablenkung erfahren.

Wenn die Oeffnung im Laden ungefähr 1 Centimeter im Durchmesser hat, wenn der brechende Winkel des Prisma's 60° ist, und man das Spectrum in einer Entfernung von 6 Metern auffängt, so erhält man schon eine recht vollständige Trennung der Farben, d. h. das Spectrum wird überall lebhaft gefärbt erscheinen und kein Weiß mehr in der Mitte zeigen; jedoch erscheinen die einzelnen Farben noch reiner, wenn die Oeffnung noch kleiner ist.

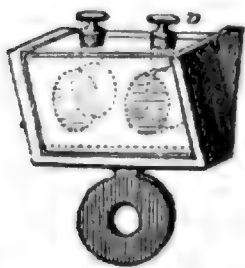
Um das prismatische Farbenbild zu sehen, ist es nicht nöthig, daß man durch ein Prisma ein Sonnenspectrum auf einer weißen Wand hervorbringt, man braucht nur durch ein Prisma nach einem schmalen hellen Gegenstande hinzusehen. Betrachtet man z. B. eine Kerzenflamme durch ein

vertikal gehaltenes Prisma, so erscheint sie bedeutend in die Breite gezogen und auf die erwähnte Weise gefärbt. Wenn man in den Laden eine kleine Oeffnung von ungefähr 1^m Durchmesser einschneidet, so sieht man durch diese Oeffnung den hellen Himmel, also eine helle Scheibe auf dunklem Grunde. Betrachtet man nun diese Scheibe durch das Prisma, so sieht man statt des weißen Kreises ein sehr in die Länge gezogenes farbiges Bild, von welchem Alles gilt, was oben von dem an die Wand geworfenen Spectrum gesagt wurde.

378 **Die verschiedenfarbigen Lichtstrahlen sind ungleich brechbar.** Dieser Satz geht schon daraus hervor, daß das weiße Licht durch ein Prisma in verschiedenfarbige Strahlen zerlegt wird; die rothen Strahlen bilden mit den violetten nach dem Durchgang durch das Prisma einen Winkel, sie divergiren, und zwar sind die violetten Strahlen mehr von ihrer ursprünglichen Richtung abgelenkt als die rothen. Die violetten Strahlen sind unter allen die am stärksten brechbaren, die rothen sind es am wenigsten. Die grünen Strahlen sind stärker brechbar als die rothen und weniger als die violetten, weil im Spectrum das Grün zwischen Roth und Violet liegt.

Denken wir uns für einen Augenblick, daß das weiße Licht nur rothe und violette Strahlen enthielte, so ist klar, daß man statt des Spectrums nur zwei runde, von einander getrennte Sonnenbilder erhalten würde, von denen das eine roth, das andere violet ist. Man kann in der That solche getrennten Bilder sichtbar machen; manche Körper nämlich haben die Eigenschaft, nicht alle farbigen Strahlen gleich gut durchzulassen, gewisse Strahlen also zu absorbiren. Dahin gehören z. B. farbige Gläser, farbige Flüssigkeiten. Füllt man z. B. eine Auflösung von schwefelsaurem Indigo in das Hohlprisma Fig. 741, sieht man alsdann durch dasselbe nach der in

Fig. 741.

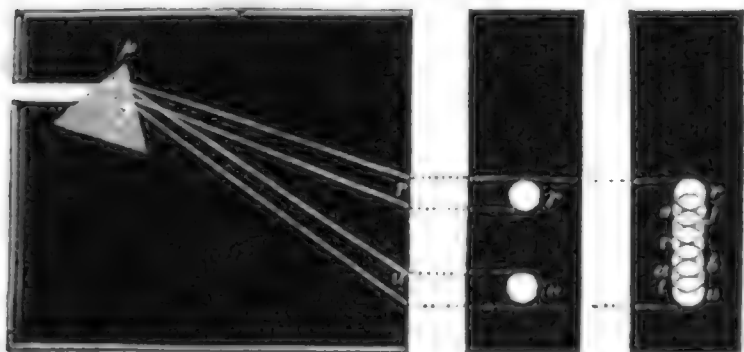


der vorigen Nummer besprochenen kleinen kreisförmigen Oeffnung im Laden eines dunkeln Zimmers, so erblickt man zwei getrennte Bilder der hellen Scheibe, nämlich ein rothes und ein blaues. Eine Auflösung von Chromalaun, in das Hohlprisma gefüllt, zeigt ein rothes und ein grünes Bild u. s. w. Noch schöner zeigen sich die getrennten farbigen Bilder, wenn man die farbige Flüssigkeit, zwischen zwei parallele Glaswände eingeschlossen,

dicht vor das Auge hält und dann durch die Flüssigkeit und ein Glasprisma den hellen Gegenstand betrachtet. Bei dieser Form des Versuchs kann man auch statt der farbigen Flüssigkeit gefärbte Gläser anwenden.

Das ganze Spectrum besteht also aus einer Reihe auf einander folgender kreisförmiger Bilder, welche theilweise über einander fallen. Je kleiner die Oeffnung ist, von welcher die weißen Strahlen auf das Prisma fallen, desto kleiner werden die einzelnen runden Bilder,

Fig. 742.

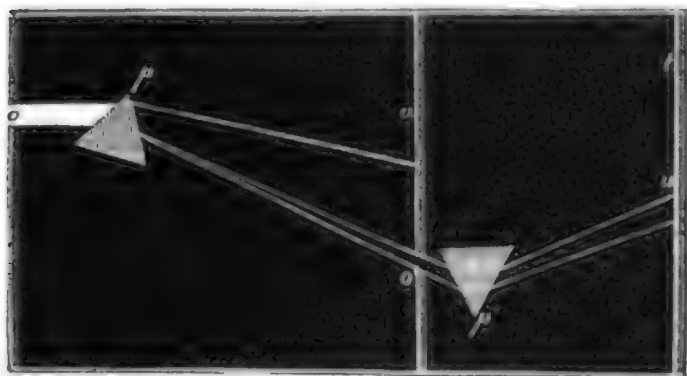


während doch die Mittelpunkte der einzelnen farbigen Bildernicht näher rücken, die verschiedenen Farben fallen also weniger übereinander, je kleiner die Deffnung ist, desto reiner werden also auch die einzelnen Farben erscheinen.

Jede Farbe des Spectrums ist einfach. Jede Farbe ist einfach, 379 wenn sie sich auf keine Weise weiter in andere Farben zerlegen läßt; wir wollen nun zeigen, daß diese Eigenschaft wirklich den prismatischen Farben zukommt.

Wenn man ein Spectrum auf einer Wand auffängt, an einer be-

Fig. 743.



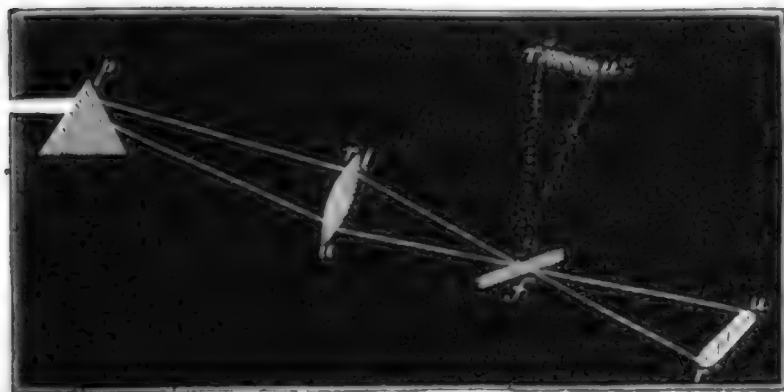
stimmten Stelle derselben, etwa da, wo die violetten Strahlen auffallen, ein Loch macht, so werden alle Farben aufgefangen, und nur ein farbiger Strahl geht durch die Deffnung hindurch; dieser Strahl nun läßt sich auf keinerlei Weise weiter zerlegen, und wenn man ihn auch abermals

durch ein Prisma gehen läßt, so bleibt die Farbe doch unverändert.

Nach Newton nennt man das einfache Licht auch **homogenes Licht**.

Aus den einfachen Farben des Spectrums läßt sich das weiße 380 Licht wieder zusammensetzen. Wenn man das Spectrum mit einer Linse l auffängt, so werden die verschiedenfarbigen Strahlen durch dieselbe

Fig. 744.



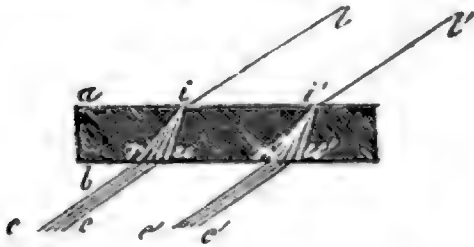
in einem Punkte f vereinigt, und wenn man hier das Sonnenbild auf einem mattgeschliffenen Glase oder auf einem Papierschirm auffängt, so erscheint es wieder blendend weiß, obgleich verschiedenfarbige Strahlen auf die Linse auffielen. Hält man den

Schirm nicht in den Brennpunkt f , sondern weiter von der Linse weg, so erhält man wieder ein umgekehrtes Spectrum $r' u'$, ein Beweis, daß sich

Spectrums ein weißer Lichtstreif, der nur an den Enden noch etwas farbig erscheint. Das Auge empfängt nämlich an jedem Punkte des Schirms rasch auf einander die Eindrücke aller einzelnen Farben, die einzelnen Eindrücke verwischen sich und bringen so die Empfindung von Weiß hervor.

Alles zusammengesetzte Licht erleidet durch Brechung eine 381 Zerlegung und eine Wiedervereinigung. Verfolgen wir einen weißen Lichtstrahl li , welcher schief auf eine Glasplatte mit parallelen Wänden

Fig. 746.



fällt, so wissen wir, daß er beim Eintritt in die Platte in unzählig viele verschiedenartige Strahlen zerlegt wird, von denen der äußerste rothe die Richtung ir , der äußerste violette die Richtung iu hat. Alle diese Strahlen aber treten parallel mit li wieder aus, und so entsteht zwischen re

und ue ein Bündel paralleler Strahlen, welche von re bis nach ue hin alle möglichen einfachen Farben, vom äußersten Roth bis zum äußersten Violett, haben. Dies scheint auf den ersten Anblick der Erfahrung zu widersprechen, denn man weiß, daß weißes Licht nach seinem Durchgang durch farblose Platten mit parallelen Flächen durchaus weiß bleibt. Dieser scheinbare Widerspruch ist aber leicht zu heben; ein zweiter weißer Strahl $l'i$, welcher mit dem ersten parallel auf die Platte fällt, wird ebenso wie dieser eine Zerstreung erfahren, und nach dem Austritt wird sich ebenfalls ein Bündel verschiedenfarbiger unter sich paralleler Strahlen zwischen $r'e$ und $u'e$ bilden. Ebenso verhält es sich nun mit jedem weißen Strahl, der zwischen li und $l'i$ parallel mit diesen auf die Platte auffällt. Etwas rechts von li wird ein weißer Strahl auffallen, welcher einen blauen Strahl in der Richtung ue giebt, noch etwas weiter ein anderer, welcher einen grünen, ein dritter, welcher einen gelben u. s. w., endlich auch einer, welcher einen rothen, in derselben Richtung ue austretenden Strahl giebt. Alle diese in derselben Richtung austretenden verschiedenfarbigen Strahlen, welche freilich von verschiedenen einfallenden weißen Strahlen herrühren, geben natürlich wieder Weiß.

Von den complementären Farben und den natürlichen 382 Farben der Körper. Da alle einfachen Farben, im richtigen Verhältniß (d. h. in dem Verhältniß, wie es das Spectrum giebt) vereinigt, weißes Licht bilden, so reicht es hin, eine oder mehrere der einfachen Farben zu unterdrücken oder nur ihr Verhältniß zu ändern, um aus Weiß irgend einen Farbenton zu machen. Unterdrückt man z. B. im weißen Licht das Roth des Spectrums, während alle anderen Farben ungeändert bleiben, so wird man eine bläuliche Färbung erhalten, der man nur wieder Roth hinzufügen darf, um das Weiß wieder herzustellen. Zwei Far-



der Farbe des gelben Papiers fehlt also nur noch Blau und Violet, um Weiß zu bilden. Das Farbenbild des Papierstücks No. 3 (orange) ist schon weit weniger vollständig; hier fehlen außer den violeten und blauen Strahlen auch noch die grünen. Am wenigsten ausgebreitet ist das Farbenbild des rothen Papiers No. 4, es zeigt außer Roth nur etwas wenig Orange, das Roth dieses Papiers ist also fast reines prismatisches Roth. In den Farben der bisher betrachteten Papiere 1 bis 4 war Roth enthalten; die Gränzen dieser 4 Farbenbilder fallen also oben in eine gerade Linie zusammen, während sie unten treppenförmig abgestuft sind. Die Farben der Papiere 5 und 6 aber (grün und blau) enthalten nur sehr wenig Roth, deshalb fehlt das rothe Ende ihres Farbenbildes fast ganz, und daher kommt es auch, daß diese beiden letzten Farbenbilder weit mehr abgelenkt erscheinen als das Bild des rothen Papiers No. 4.

Wenn man nicht ein schmales weißes Papier, sondern ein breites durch das Prisma betrachtet, so sieht man es in der Mitte weiß und nur an den Rändern farbig. Gesezt, man betrachte den weißen Papierstreifen *a b*, Fig. 748, durch ein Prisma, dessen Axe rechtwinklig auf der Längenrichtung des



Fig. 748. Papiers steht, so werden die verschiedenfarbigen Bilder des Streifens zum Theil über einander fallen. Das rothe Bild des Streifens erstrecke sich z. B. von *r* bis *r'*, das orange von *o* bis *o'*, das gelbe von *g* bis *g'* u. s. w., das violette endlich von *v* bis *v'*, so ist klar, daß zwischen *v* und *r'* Bilder von allen prismatischen Farben zusammenfallen, die ganze Stelle von *v* bis *r'* muß also weiß erscheinen. Zwischen *r* und *o* ist nur rothes Licht, zwischen *o* und *g* Roth und Orange, zwischen *g* und *g r* Roth, Orange und Gelb; das rothe Ende des Bildes wird also in einen gelblichen Ton übergehen. Zu den drei erwähnten Farben kommt nun an der zunächst nach unten folgenden Stelle noch Grün, dann Blau u. s. w. Das obere Ende des Bildes ist also Roth und geht allmählig durch Gelb in Weiß über.

Das andere Ende des Bildes ist violet und geht durch Blau in Weiß über.

Was hier von dem weißen Papierstreifen gesagt ist, gilt von jedem weißen Gegenstand von bedeutenderer Ausdehnung, den man durch ein Prisma betrachtet, er erscheint nur an den Rändern gefärbt.

Ein breiter schwarzer Streifen auf weißem Grunde bietet, durch ein Prisma betrachtet, gerade die umgekehrten Erscheinungen dar, das prismatische Bild erscheint nämlich an dem Ende, welches am wenigsten abgelenkt ist, mit einem violeten und blauen Rande, am andern Ende aber mit einem rothen und gelben. Um diese Umkehrung zu erklären, braucht man

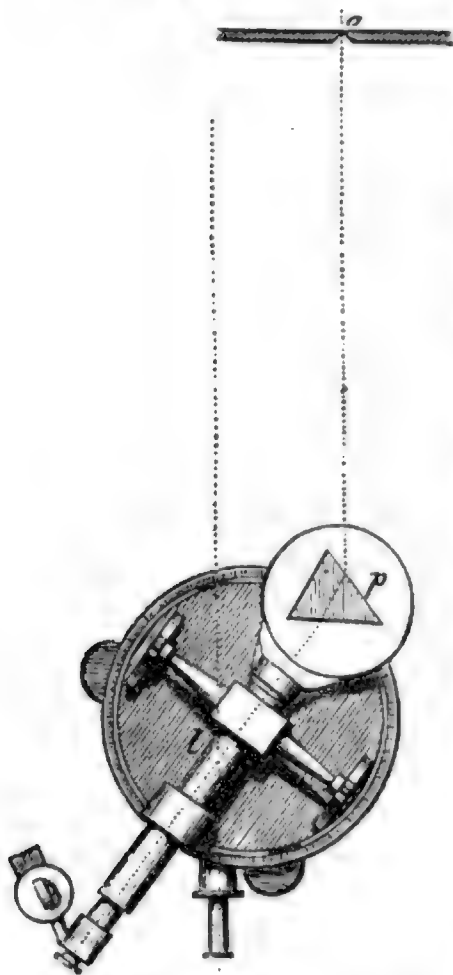
nur zu bedenken, daß die Farben nicht von dem schwarzen Streifen selbst, sondern von den weißen Räumen herrühren, die ihn begränzen. Wenn der schwarze Streifen selbst sehr schmal ist, so verschwindet im Bilde das Schwarz in der Mitte vollständig.

Viertes Kapitel.

Von den Streifen im Spectrum, der Dispersion und dem Achromatismus.

383 Läßt man in ein dunkles Zimmer durch eine sehr feine Spalte *o* (Fig. 749) einen

Fig. 749.

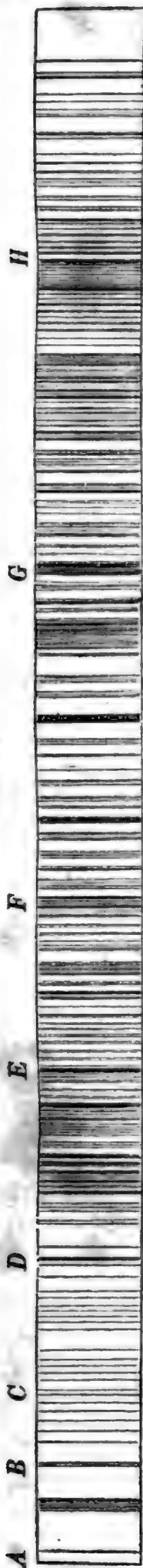


Sonnenstrahl eintreten und auf ein Prisma *p* fallen, welches sehr rein seyn muß und dessen Kanten mit der Spalte parallel stehen, so beobachtet man durch ein achromatisches Fernrohr *l* eine große Menge feiner schwarzer Streifen im Spectrum, welche auf der Längenrichtung desselben rechtwinklig stehen, also der Spalte, von welcher das Licht kommt, parallel sind.

Dieses merkwürdige, von Fraunhofer entdeckte Phänomen ist Fig. 750 dargestellt. Man sieht, daß die Linien mit einer großen Unregelmäßigkeit über das ganze Spectrum verbreitet sind. Einige dieser Streifen sind sehr fein und erscheinen als isolirte kaum sichtbare schwarze Linien, andere hingegen liegen einander sehr nahe und gleichen eher einem Schatten als getrennten Linien; endlich giebt es einige, welche bei etwas bedeutenderer Ausdehnung sehr scharf und bestimmt erscheinen. Um mitten in dieser Verwirrung einige feste Punkte zu haben, hat Fraunhofer sieben Streifen

ausgewählt, die er mit *B*, *C*, *D*, *E*, *F*, *G* und *H* bezeichnete, welche den doppelten Vortheil bieten, daß sie leicht zu erkennen und daß die durch sie im Spectrum gemachten Abtheilungen nicht gar zu ungleich sind. Zwischen *B* und *C* liegen 9 feine scharfe Linien, von *C* bis *D* zählt man ungefähr 30, von *D* bis *E* 84, von *E* bis *F* mehr als 76, unter denen sich drei der stärksten im ganzen Spectrum befinden, von *F* bis *G* 185, von *G* bis *H* 190, zusammen also von *B* bis *H* 574. Zählt man noch die Streifen hinzu, welche außerhalb dieser Gränzen liegen, so kann man wohl

Fig. 750.



sämmtliche mehr und minder deutliche Linien im ganzen Sonnenspectrum auf 600 bis 700 schätzen.

Man kann selbst ohne Fernrohr mit bloßem Auge die Streifen sehen, wenn man ein Prisma von Flintglas, dessen brechender Winkel 70 bis 80° ist, oder ein mit Schwefelkohlenstoff gefülltes Hohlprisma anwendet.

Nachdem Fraunhofer diese wichtige Entdeckung gemacht hatte, stellte er folgende Sätze fest: 1) daß die Lage der Streifen von dem brechenden Winkel des Prisma's ganz unabhängig ist und 2) daß auch die Natur der brechenden Substanz auf dieselben keinen Einfluß hat.

Bis dahin schien das Licht der Sonne und das aller übrigen natürlichen oder künstlichen Lichtquellen ganz identisch zu seyn, und es war wichtig zu untersuchen, ob dies auch in Beziehung auf die schwarzen Streifen der Fall ist. Von diesem Gesichtspunkt ausgehend machte Fraunhofer Versuche mit dem Lichte des electrischen Funkens, dem Lampenlichte, dem Lichte der Venus und dem des Sirius.

Das electrische Licht giebt helle Streifen anstatt der schwarzen, einer besonders, der sich durch seine Lebhaftigkeit auszeichnet, befindet sich im Grün.

Das Lampenlicht giebt ebenfalls helle Streifen, besonders kann man deren zwei im Roth und Orange unterscheiden.

Das Licht der Venus giebt dieselben Streifen wie das Sonnenlicht, nur sind sie weniger leicht zu unterscheiden; das Licht des Sirius endlich giebt ebenfalls dunkle Streifen, die aber von denen der Sonne und den Planeten ganz verschieden sind; besonders bemerklich sind deren drei, einer im Grün und zwei im Blau.

Andere Sterne erster Größe scheinen Streifen zu geben, die von denen der Sonne und des Sirius verschieden sind.

Brechungsexponenten der verschiedenen Strahlen des Spectrums. Die Bestimmung des Brechungsexponenten der verschiedenfarbigen Strahlen ist für die Theorie der Optik sowohl, wie für die Construction der optischen Instrumente von der höchsten Wichtigkeit. Die Unveränderlichkeit der Streifen im Spectrum macht nun diese Bestimmung ungleich genauer als es bis dahin möglich war, da man nur auf die nicht scharf begränzten Nüancen einstellen konnte. Statt nun den Brechungsexponenten der rothen, der gelben, der grünen u. s. w. Strahlen zu

ermitteln, bestimmt man jetzt die Brechungs-*exponenten* der mit *B, C, D, E, F, G* und *H* bezeichneten Streifen nach den oben erläuterten Methoden.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate einiger sehr genauen Versuche von *Fraunhofer*. Mit $n_1, n_2, n_3, \dots n_7$ sind die Brechungs-*exponenten* der Streifen *B, C, D . . . H* bezeichnet.

Brechende Substanzen	n_1	n_2	n_3	n_4	n_5	n_6	n_7
Flintglas No. 13 . .	1,627749	1,629681	1,635036	1,642024	1,648260	1,660285	1,671062
Crown Glas No. 409 .	1,525832	1,526849	1,529387	1,533005	1,536052	1,541657	1,546566
Wasser	1,330935	1,331712	1,333577	1,335851	1,337818	1,341293	1,344177
id.	1,330977	1,331709	1,333577	1,335849	1,337788	1,341261	1,344162
Kali	1,399629	1,400515	1,402805	1,405632	1,408082	1,412579	1,416368
Terpentinöl	1,470496	1,471530	1,474434	1,478353	1,481736	1,488198	1,493874
Flintglas No. 3 . . .	1,602042	1,603800	1,608494	1,614532	1,620042	1,630772	1,640373
Flintglas No. 30 . .	1,623570	1,625477	1,630585	1,637356	1,643466	1,655406	1,666072
Crown Glas No. 13 .	1,524312	1,525299	1,527982	1,531372	1,534337	1,539908	1,544684
Crown Glas Lit. M. .	1,554774	1,555933	1,559075	1,563150	1,566741	1,573535	1,579470
Flintglas No. 23 . .	1,626596	1,628469	1,633667	1,640495	1,646756	1,658848	1,669686

385 Von der Dispersion, dem Verhältniß der Dispersion in verschiedenen Mitteln und den zerstreuen-*den* Kräften. Wenn man mit Aufmerksamkeit die Spectra untersucht, welche durch Prismen verschiedener Substanzen erzeugt werden, so sieht man bald, daß die Farben, obgleich in derselben Ordnung auf einander folgend, doch nicht proportionale Längen einnehmen. Ein Flintglasprisma z. B. giebt verhältnißmäßig weniger Roth und mehr Violet, als ein Prisma von Crown Glas; es hängt dies offenbar mit den Brechungs-*exponenten* der verschiedenen Farben zusammen. Der Unterschied zwischen dem Brechungs-*exponenten* der rothen und der violeten Strahlen wird mit dem Namen der Dispersion, der Zerstreung des Lichtes, bezeichnet; ein Mittel ist um so mehr zerstreuen-*de*, je größer diese Differenz ist. So ist z. B. nach der vorhergehenden Tabelle die Dispersion zwischen den Streifen *B* und *H* durch folgende Zahlen ausgedrückt.

Flintglas No. 13	0,043313
Crown Glas No. 9	0,020734
Wasser	0,013242
id.	0,013185
Kali	0,016739
Terpentinöl	0,023378

Flintglas No. 3.	0,038331
Flintglas No. 30	0,042502
Crownlas No. 13	0,020372
Crownlas Lit. M	0,024696
Flintglas No. 23	0,043090.

Das Wasser besitzt also unter allen diesen Substanzen die schwächste Dispersion, das Flintglas die größte. Man kann dies dem Auge leicht sichtbar machen, wenn man ein Prisma von Wasser und eins von Flintglas in der Weise bildet, daß etwa die rothen Strahlen durch beide gleiche Ablenkung erleiden; das Spectrum des Flintglases wird alsdann noch bedeutend länger seyn als das des Wasserprisma's.

Die folgende Tabelle enthält noch die Differenzen der Brechungssexponenten der rothen und violeten Strahlen für einige andere interessante Substanzen.

Alkohol	0,011
Aether	0,012
Anisöl	0,044
Tolubalsam	0,065
Peruvianischer Balsam	0,058
Cassiaöl	0,089
Diamant	0,056
Olivendöl	0,018
Phosphor	0,156
Realgar, geschmolzen.	0,394
Steinsalz	0,029
Schwefelkohlenstoff	0,0308.

Diese Resultate sind nach Brewsters Messungen von Young berechnet.

Wenn man die totale Dispersion, d. h. den Unterschied zwischen den Brechungssexponenten der äußersten Strahlen, oder der Streifen *B* und *H* für irgend eine Substanz kennt, so sind damit die übrigen Verhältnisse des Spectrums noch nicht gegeben; um diese zu kennen, muß man noch wissen, welches der Unterschied zwischen den Brechungssexponenten der Streifen *B* und *C*, *C* und *D* u. s. w. ist. So sind z. B. die Unterschiede zwischen dem Brechungssexponenten von *B* und *C* für Flintglas 0,001932, für Crownlas 0,001017, für Wasser 0,000777.

Wenn man die partielle oder totale Dispersion einer Substanz durch die entsprechende Dispersion einer andern Substanz dividirt, so erhält

man das Verhältniß der Dispersion für diese beiden Substanzen. Auf diese Weise ist aus der Tabelle Seite 166 die folgende berechnet.

Tabelle des Verhältnisses der partiellen Dispersion für mehrere Substanzen.

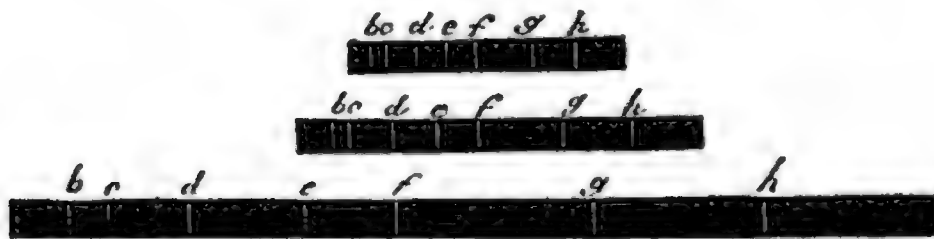
Brechende Substanzen	$\frac{n_2-n_1}{n'_2-n'_1}$	$\frac{n_3-n_2}{n'_3-n'_2}$	$\frac{n_4-n_3}{n'_4-n'_3}$	$\frac{n_5-n_4}{n'_5-n'_4}$	$\frac{n_6-n_5}{n'_6-n'_5}$	$\frac{n_7-n_6}{n'_7-n'_6}$
Flintglas No. 13. u. Wasser . . .	2,562	2,871	3,073	3,193	3,640	3,726
Flintglas No. 13 u. Crownglas No. 9	1,900	1,956	2,044	2,047	2,145	2,195
Crownglas No. 9 u. Wasser . . .	1,349	1,468	1,503	1,560	1,613	1,697
Terpentinöl u. Wasser	1,371	1,557	1,723	1,732	1,860	1,963
Flintglas No. 13 u. Terpentinöl .	1,868	1,844	1,783	1,843	1,861	1,899
Flintglas No. 13 u. Kali	2,181	2,388	2,472	2,545	2,674	3,844
Kali u. Wasser	1,175	1,228	1,243	1,254	1,294	1,310
Terpentinöl u. Kali	1,167	1,268	1,386	1,381	1,437	1,498
Flintglas No. 3 u. Crownglas No. 9	1,729	1,714	1,767	1,808	1,914	1,957
Crownglas No. 13 u. Wasser . . .	1,309	1,436	1,492	1,518	1,604	1,651
Crownglas Lit. M u. Wasser . . .	1,537	1,682	1,794	1,839	1,956	2,052
Crownglas Lit. M u. Crownglas No. 13	1,174	1,171	1,202	1,211	1,220	1,243
Flintglas No. 13 u. Crownglas Lit. M	1,667	1,704	1,715	1,737	1,770	1,816
Flintglas No. 3 u. Crownglas Lit. M	1,517	1,494	1,482	1,534	1,579	1,618
Flintglas No. 30 u. Crownglas No. 13	1,932	1,904	1,997	2,061	2,143	2,233
Flintglas No. 23 u. Crownglas No. 13	1,904	1,940	2,022	2,107	2,168	2,268

Aus dieser Tabelle ersieht man, daß nicht allein die zerstreuenen Kräfte verschiedener Körper sehr ungleich sind, sondern auch, daß die entsprechenden partiellen Dispersionen verschiedener Substanzen nicht für alle Theile des Spectrums in gleichem Verhältniß stehen. So ist z. B. die Differenz der Brechungsexponenten von *B* und *C* im Flintglas 2,562mal, die Differenz der Brechungsexponenten von *G* und *H* aber 3,726mal so groß als die entsprechende Differenz für Wasser.

Um von der Verschiedenheit der zerstreuenen Kräfte eine recht klare Vorstellung zu erhalten, müssen wir die Spectra verschiedener Substanzen mit einander vergleichen. In Fig. 751 mag der oberste schwarze Streifen das Spectrum eines Wasserprisma's vorstellen. Um die Vertheilung der Farben in diesem Spectrum anzugeben, ist die Lage der sieben Streifen durch weiße Linien markirt, welche mit den Buchstaben *b*, *c*, *d*, *e*, *f*, *g* und *h* bezeichnet sind. Der Streifen *f*, welcher in der Mitte des Grün liegt, fällt hier auch ziemlich in die Mitte des ganzen Farbenbildes, von *f* bis zum

violeten Ende ist nur etwas länger als von f zum rothen, von f bis b ist so weit als von f bis h . Ein Prisma, aus Crownglas No. 9 verfertigt,

Fig. 751.



würde nun bei gleicher Ablenkung der mittleren Strahlen ein breiteres durch den mittleren Streifen dargestelltes Spectrum geben, aber nicht alle einzelnen Abtheilungen dieses Spectrums sind in demselben Verhältniß gewachsen wie das ganze Spectrum. Während beim Wasserprisma $f b = f h$, ist nun $f b$ etwas kleiner als $f h$; bei dem Crownglasprisma ist also das rothe und gelbe Ende des Spectrums im Vergleich gegen das blaue und violette weniger ausgebreitet als beim Wasserprisma. In der That ist die Entfernung von c bis d , also ungefähr die Breite des Orange, beim Glasprisma 1,349mal so groß als beim Wasserprisma, während die Entfernung von g bis h für Glas 1,697mal so groß ist als für Wasser.

Noch auffallender sind die Unterschiede zwischen dem Spectrum eines Wasser- und Flintglasprisma's bei gleicher Ablenkung der mittleren Strahlen. In unsrer Figur stellt der unterste Streifen das Spectrum des Flintglasprisma's dar; man sieht, daß es bedeutend länger ist als das Spectrum des Wasserprisma's, daß aber auch hier wie beim Crownglas die Entfernung von f bis zum rothen Ende im Vergleich gegen die Entfernung von f bis zum violetten Ende hier kleiner ist als beim Wasser. Die Entfernung $b c$ ist für Flintglas 2,562mal, $g h$ aber 3,726mal so groß als die entsprechende Entfernung für das Wasserprisma.

Die zerstreuernde Kraft einer Substanz ist der Quotient, welchen man erhält, wenn man seine Dispersion durch den um 1 verminderten Brechungsindex der mittleren Strahlen dividirt. Man nimmt für den mittlern Brechungsindex gewöhnlich den des Streifens E .

Vom Achromatismus. Man nennt Prismen *achromatisch*, wenn sie die Eigenschaft haben die Lichtstrahlen abzulenken, ohne sie zugleich in Farben zu zerlegen; *achromatische Linsen* solche, für welche die Brennpunkte der verschiedenfarbigen Strahlen genau zusammenfallen, welche die Gegenstände frei von allen farbigen Rändern zeigen. Man hielt lange Zeit den *Achromatismus* für unmöglich, d. h. man glaubte, daß das Licht ohne Zerlegung nicht abgelenkt werden könnte. Newton selbst hatte diese Ansicht, weil er glaubte, daß die Dispersion stets der brechenden Kraft

glasprisma No. 13 2,089mal so groß, als das eines Crownglasprisma.

Wenn der brechende Winkel der Prismen nicht gar zu groß ist, so kann man ohne merklichen Fehler annehmen, daß die Breite des Farbenbildes dem brechenden Winkel proportional sey; gesetzt nun, man habe ein Crownglasprisma von 25° , so kann man leicht den Winkel eines Flintglasprisma berechnen, welches dieselbe Farbenzerstreuung giebt. Da die totale Dispersion des Flintglases 2,089mal so groß ist als die des Crownglases, so muß der brechende Winkel des Flintglasprisma auch 2,089mal kleiner, also

$\frac{25^\circ}{2,089} = 11^\circ 58'$ seyn. Die Farbenzerstreuung eines Flintglasprisma von $11^\circ 58'$ ist eben so groß wie die eines Crownglasprisma von 25° , zwei solcher Prismen also in der Weise combinirt, wie Fig. 752 andeutet, werden keine Farbenzerstreuung mehr hervorbringen.

Es bleibt jetzt noch zu ermitteln, welche Ablenkung dieses System von Prismen hervorbringt. Wir haben oben Seite 132 gesehen, daß dies Minimum der Ablenkung D , welche ein Prisma hervorbringt,

$$D = 2a - g$$

ist, wenn a den Einfallswinkel und g den brechenden Winkel des Prismas bezeichnet; wir wissen aber ferner, daß in diesem Fall der Brechungswinkel den Werth $\frac{g}{2}$ hat, und daß $\sin. a = n \sin. \frac{g}{2}$ ist. Wenn aber g klein

ist, so kann man auch ohne merklichen Fehler $a = n \cdot \frac{g}{2}$ setzen, und so erhält man für D den Werth.

$$D = g (n - 1).$$

Setzen wir $g = 25^\circ$, $n = 1,546$ so erhalten wir für die Ablenkung der mittleren Strahlen für das Crownglasprisma den Werth

$$D = 13,56^\circ.$$

Auf dieselbe Weise berechnet man aber die Ablenkung durch ein Flintglasprisma von $11^\circ 58'$, wenn man in obigen Werth von D setzt $n = 1,671$ und $g = 11^\circ 58' = 11,967$; es ergibt sich

$$D' = 8,03^\circ.$$

Die beiden Prismen in entgegengesetzter Lage mit einander verbunden geben also noch eine Ablenkung von $13,56 - 8,03 = 5,53 = 5^\circ 31'$.

Aus diesen Betrachtungen ergibt sich also, daß man zwei aus verschiedenen Substanzen construirte Prismen so combiniren kann, daß eine Ablenkung erfolgt, und daß dennoch die violetten und rothen Strahlen, nachdem sie das System durchlaufen haben, nicht divergiren, sondern in derselben Richtung austreten; dadurch ist aber doch noch kein absolut vollkommener Achromatismus hervorgebracht; er ist um so unvollkommener, je mehr die Verhältnisse der partiellen Dispersionen von einander abweichen. Wäre

die Vertheilung der Farben im Spectrum des Flintglases genau dieselbe wie beim Crownglas, so würde der Achromatismus vollkommen seyn. Diese Bedingung ist, wie man aus der Tabelle auf Seite 168 sehen kann, für Flintglas No. 13 und Terpentinöl fast vollständig erfüllt, aus diesen beiden Substanzen könnte man also sehr nahe vollkommen achromatische Prismen construiren.

Wir haben gesehen, daß der brechende Winkel eines Prismas von Flintglas n^o 13 2,089mal kleiner seyn muß als der des Crownglasprismas, wenn beide combinirt die Eigenschaft haben sollen, die rothen und violetten Strahlen gleich stark abzulenken. Mit Hülfe der Tabelle auf Seite 168 übersieht man leicht, daß der Winkel des Flintglasprismas 1,900mal kleiner seyn müßte, wenn die Strahlen, welche den Streifen *B* und *C* entsprechen, gleiche Ablenkung erleiden sollen.

Man müßte den Winkel des Flintglasprismas 2,044mal, oder 2,195mal kleiner machen, um diese Bedingung für die Streifen *D* und *E*, oder *G* und *H* zu erfüllen. Dieser Fehler ist jedoch nicht sehr bedeutend.

Der Achromatismus der Linsen beruht auf denselben Principien. Wir haben oben gesehen, daß die Entfernung des Hauptbrennpunktes von der Linse durch die Formel

$$f = \frac{r \cdot r'}{(n - 1)(r' + r)}$$

gegeben ist. Nehmen wir nun an, man habe eine Sammellinse von Crownglas, so kann man die Krümmung einer Linse von Flintglas ausmitteln, welche der Bedingung entspricht, daß für das System der beiden Linsen der Brennpunkt der rothen Strahlen mit dem der violetten zusammenfällt.

Der Einfachheit wegen wollen wir annehmen, die Crownglaslinse sey biconver, die Krümmungshalbmesser der beiden Flächen seyen gleich und gleich dem Krümmungshalbmesser der einen hohlen Seite der Flintglaslinse, welche an der Crownglaslinse anliegt, so bleibt nur noch der Krümmungshalbmesser der anderen Seite der Flintglaslinse zu bestimmen.

Die Wirkung der Linsen auf verschiedenfarbige Strahlen ist von der Art, daß eine Sammellinse die violetten Strahlen stärker convergiren, eine Hohllinse aber sie stärker divergiren macht als die rothen Strahlen; man man begreift demnach wohl, wie eine Combination einer Hohllinse und einer Sammellinse die Farbenzerstreuung ganz aufheben kann; wenn nun die beiden Linsen von verschiedenen Glasarten sind, so ist die Aufhebung der Farbenzerstreuung möglich, ohne daß deshalb auch die Brechung aufhört.

Wenn eine Sammellinse von Crownglas und eine Hohllinse von Flintglas gleich starke Farbenzerstreuung hervorbringen, so werden beide combinirt gar keine Farbenzerstreuung bewirken; da aber das Flintglas überhaupt

len für Flintglas bezeichnen. Aus diesen Gleichungen ergibt sich endlich

$$r' = \frac{r (N' - N)}{N' - N - 2 (n' - n)}$$

Setzen wir für n , n' , N und N' die eben angegebenen Werthe der Brechungs-
exponenten den Streifen B und H für Crown- und Flintglas, so kommt

$$r' = 23,47 r$$

d. h. der Radius r' muß mehr als 23mal so groß seyn als r .

Wäre z. B. $r = 1$ Meter, so müßte $r' = 23,47$ Meter seyn, und daraus würde sich für die Brennweite b der vereinigten Linsen den Werth 2,22 Meter ergeben.

Da die Coincidenz der äußersten Strahlen nicht auch die der mittleren bedingt, so ist klar, daß der Achromatismus der Linsen im Allgemeinen aus denselben Gründen nicht ganz vollkommen seyn wird, warum es bei den Prismen nicht der Fall ist.

F ü n f t e s K a p i t e l.

Vom Auge und den optischen Instrumenten.

387 Die Empfindung des Lichtes und der Farbe rührt von einer Affection besonderer Nerven her, deren feine Enden sich auf einer Nervenhaut ausbreiten. Die Empfindung des Dunklen rührt von einer vollkommenen Ruhe dieser Nervenhaut her, jeder Reiz derselben bringt aber die Empfindung von Helligkeit von Licht hervor; ganz vorzüglich wird dieser Reiz durch die Lichtstrahlen hervorgebracht, welche die Körper der Außenwelt durch das Auge auf die Nervenhaut, die Netzhaut senden, doch ist auch die Empfindung von Licht und Farbe durch andere Ursachen ohne Mitwirkung der von Außen kommenden Lichtstrahlen möglich, z. B. durch den Druck des Blutes (Klimmern vor den geschlossenen Augen). Ein äußerer Druck auf das geschlossene Auge, eine electriche Entladung (Theil I. Seite 460) sind ebenfalls im Stande, Lichtempfindungen hervorzubringen.

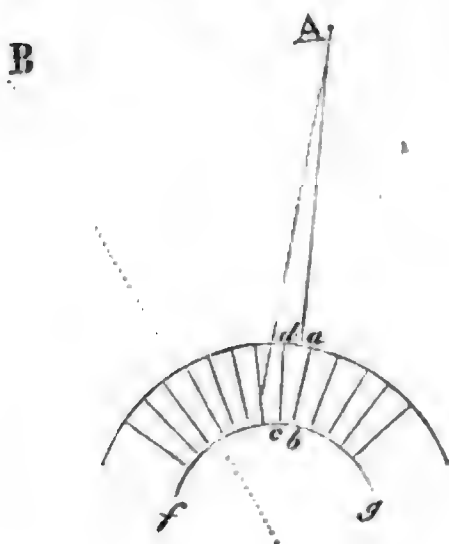
Zum Unterscheiden äußerer Gegenstände durch das Gesicht reicht es nicht hin, daß die von einem Körper ausgehenden Lichtstrahlen auf die Nervenhaut fallen, es sind besondere lichtsondernde Apparate nöthig, welche bewirken, daß die von einem leuchtenden Punkte ausgehenden Strahlen nur eine bestimmte Stelle der Nervenhaut treffen, und daß von dieser Stelle die von andern Punkten herkommenden Lichtstrahlen abgehalten werden; auf diese Weise sind die verschiedenen Stellen der Netzhaut verschieden afficirt, und dadurch wird eine Unterscheidung möglich. Wo solche lichtsondernde Apparate fehlen, wie dies bei vielen niederen Thierklassen der Fall ist, da kann kein eigentliches Sehen, sondern nur eine Unterscheidung von Licht und

Dunkel, von Tag und Nacht statffinden; doch sind selbst für eine solche Lichtempfindung noch besondere Nervenapparate nöthig.

Nicht bei allen Thierklassen, bei denen ein eigentliches Sehen statffindet, sind die zur Isolirung der Lichteindrücke bestimmten Apparate auf dieselbe Weise eingerichtet; man unterscheidet zwei wesentlich verschiedene Arten von Augen, nämlich 1) die musivisch zusammengesetzten Augen der Insecten und Crustaceen und 2) die mit Sammellinsen versehenen Augen der Wirbelthiere.

Zusammengesetzte Augen. Erst durch die klassischen Untersuchungen 388 Müller's ist das Wesen der musivisch zusammengesetzten Augen klar gemacht worden (Physiologie des Gesichtssinnes 1826 und Handbuch der Physiologie des Menschen 1837). Auf der convexen Nervenhaut steht eine ungeheure Menge durchsichtiger Regel rechtwinklig auf, und nur diejenigen Strahlen können die Basis eines solchen Regels auf der Nervenhaut erreichen, die in der Richtung der Ase dieses Regels einfallen. Alles seitlich einfallende Licht wird absorbirt, weil die Seitenwände der Regel mit einem dunkelfarbigem Pigment bekleidet sind. In Fig. 754 sey $fcbg$ ein Durchschnitt

Fig. 754.



der convexen Nervenhaut mit den darauf sitzenden durchsichtigen Cylindern, so ist klar, daß die von dem leuchtenden Punkte A ausgehenden Strahlen nur in cb , der Basis des abgestumpften Regels $abcd$, die Nervenhaut treffen können; schon die Basis der beiden neben $abcd$ liegenden Regel wird nicht mehr von den von A ausgehenden Strahlen getroffen; ein leuchtender Punkt B sendet seine Strahlen wieder an eine andere Stelle der Netzhaut u. s. w. Auf die Basis eines solchen durchsichtigen Regels

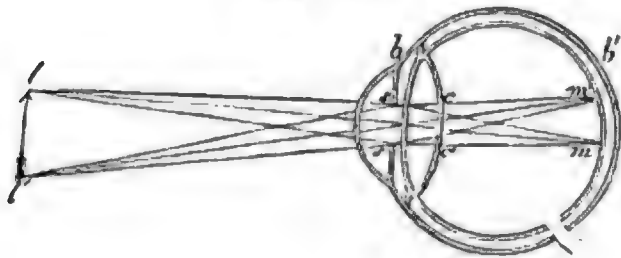
wird natürlich alles Licht wirken, welches von Punkten herkommt, die in der Verlängerung des Regels liegen, und die Lichteindrücke von allen Punkten, welche Licht auf die Basis desselben Regels senden, werden sich auch vermischen, und somit sieht man leicht ein, daß die Deutlichkeit des Bildes auf der Nervenhaut um so größer seyn wird, je größer die Anzahl der Regel ist. Sehr treffend charakterisirt Müller das Sehen solcher Augen, indem er sagt: „Die Darstellung des Bildes in mehreren tausenden gesonderten Punkten, wovon jeder Punkt einem Feldchen der Außenwelt entspricht, gleicht einer Mosaik, und man kann sich aus einer kunstreichen Mosaik die beste Vorstellung von dem Bilde machen, welches die Geschöpfe, die eines solchen Organs theilhaftig sind, von der Außenwelt erhalten werden“.

Die Größe des Sehfeldes solcher Augen hängt natürlich von dem Winkel ab, den die Axen der äußerster Regel mit einander machen, je mehr also die Augen gewölbt sind. Die durchsichtige Haut, welche das ganze Auge nach Außen hin bedeckt, die Hornhaut, ist gewöhnlich in Facetten abgetheilt, und jede einzelne Facette entspricht einem der eben besprochenen durchsichtigen Regel. Die Zahl der Facetten eines solchen Auges ist in der Regel sehr groß; eine einziges Auge enthält oft 12 bis 20 Tausend solcher Facetten.

Nicht alle Insecten haben solche musivisch zusammengesetzte Augen, die Spinnen z. B. haben einfache linsenhaltige Augen, welche ganz so gebaut sind wie die Augen der Wirbelthiere; ja es giebt viele Insecten, welche außer den musivisch zusammengesetzten auch noch einfache linsenhaltige Augen haben, doch läßt der Bau derselben, so wie auch ihre Stellung vermuthen, daß sie nur zum Sehen der allernächsten Gegenstände bestimmt sind.

389 Einfache Augen mit Sammellinsen. Auf der Netzhaut der mit Collectivlinsen versehenen Augen, entsteht das Bild ganz auf dieselbe Weise, wie die Sammelbilder der gewöhnlichen Linsen; die von einem Punkte des Gegenstandes ausgehenden Strahlen, welche die Vorderfläche des Auges treffen, werden nämlich durch die durchsichtigen Medien des Auges nach einem Punkte der Netzhaut hin gebrochen. Fig. 755 soll den Durchschnitt

Fig. 755.



eines menschlichen Auges darstellen. Der ganze Augapfel ist von einer festen harten Haut umgeben, welche nur auf der Vorderseite durchsichtig ist; dieser durchsichtige Theil wird die Hornhaut (cornea), der weiße un-

durchsichtige Theil die harte Haut (tunica sclerotica) genannt; die durchsichtige Hornhaut ist stärker gewölbt als der übrige Theil des Augapfels. Hinter der Hornhaut liegt die farbige Regenbogenhaut (iris), welche eben ist und die Wölbung der durchsichtigen Hornhaut gleichsam von dem übrigen Theil des Auges abschneidet. In der Mitte der Regenbogenhaut bei $s\ s'$ befindet sich eine kreisförmige Oeffnung, welche von vorn gesehen vollkommen schwarz (das Schwarze im Auge) erscheint; diese Oeffnung führt den Namen der Pupille. Hinter der Iris und der Pupille befindet sich die Krystalllinse $c\ c'$; sie befindet sich in einer durchsichtigen Kapsel, durch welche sie auch an der äußeren Wand, Hülle des Auges, befestigt ist. Zwischen der Linse und der Hornhaut befindet sich eine klare etwas salzige Flüssigkeit, die wässrige Feuchtigkeit (humor aqueus), der ganze Raum hinter der Linse ist dagegen mit einer durchsichtigen gallertartigen Substanz, der Glasfeuchtigkeit (humor vitreus), angefüllt. Die Krystalllinse selbst ist vorn flacher als hinten.

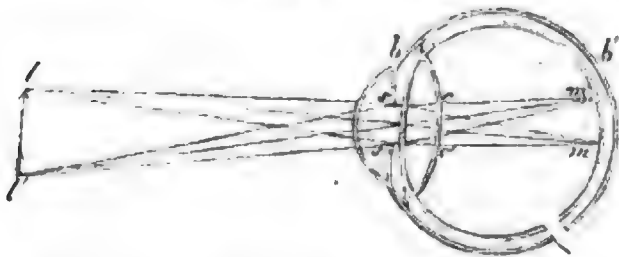
Ueber der Sclerotica ist im Innern des Auges die Aderhaut (tunica choroidea) ausgebreitet, und über dieser endlich liegt die Netzhaut (retina), welche nur eine Ausbreitung des Sehnerven ist. Die Aderhaut, welche die ganze innere Höhlung des Auges bekleidet, ist mit einem schwarzen Pigment überzogen; diese Schwärzung ist nöthig, damit nicht durch Reflexionen im Innern des Auges die Reinheit der Bilder gestört wird. Aus demselben Grunde werden ja auch die Fernröhre Innen geschwärzt.

Folgendes sind die Dimensionen der wichtigsten Theile des menschlichen Auges:

Krümmungshalbmesser der Sclerotica	10 bis 11 ^{mm}
Krümmungshalbmesser der Hornhaut	7 „ 8
Durchmesser der Iris	11 „ 12
Durchmesser der Pupille	3 „ 7
Dicke der Hornhaut	1
Entfernung der Pupille von der Hornhaut	2
Entfernung der Pupille von der Linse	1
Vorderer Krümmungshalbmesser der Linse	7 „ 10
Hinterer Krümmungshalbmesser derselben	5 „ 6
Durchmesser der Linse	10
Dicke derselben	5
Länge der Augenaxe	22 „ 24

Die Lichtstrahlen, welche auf dies Auge fallen, treffen entweder auf den vordern Theil der Sclerotica, das Weiße im Auge, und werden unregelmäßig nach allen Seiten zerstreut, oder sie dringen durch die Hornhaut in das Auge ein; die äußeren der durch die Hornhaut eingedrungenen Strahlen fallen auf die Iris und werden nach allen Seiten hin unregelmäßig zerstreut, wodurch die Farbe der Regenbogenhaut sichtbar wird. Die centralen Strahlen endlich fallen durch die Pupille auf die Linse und werden durch dieselbe nach der Retina hin gebrochen, und zwar so, daß die von einem Punkte eines äußeren Gegenstandes ausgehenden Strahlen, welche durch die Pupille gehen, in einem Punkte auf der Netzhaut wieder vereinigt werden. So entsteht denn auf der Netzhaut ein Bild der vor dem Auge befindlichen Gegenstände. In Fig. 756 ist z. B. *m* das Bild des Punktes *l*, *m'* das Bild von *l'*.

Fig. 756.



Man kann sich leicht durch den Versuch an einem etwas großen Thierauge, etwa an einem Ochsen- oder Pferdeauge, davon überzeugen, daß auf der Netzhaut wirklich ein kleines verkehrtes Bild

der vor dem Auge befindlichen Gegenstände entsteht; man braucht es nur

oben vorsichtig zu öffnen, um durch die Glasfeuchtigkeit auf die Netzhaut sehen zu können; ist das Auge auf einen hellen Gegenstand, etwa auf ein Fenster gerichtet, so erkennt man auf der Netzhaut deutlich ein kleines verkehrtes Bildchen desselben. Am leichtesten läßt sich das Bild auf der Netzhaut weißsüchtiger Thiere, z. B. weißer Kaninchen, zeigen, bei welchen der schwarze Ueberzug der Aderhaut fehlt, während zugleich der hintere Theil des Sclerotica durchsichtig ist. An solchen Augen lassen sich die Netzhautbilder ohne weitere Präparation zeigen.

390 Deutliches Sehen in verschiedenen Entfernungen. Wir haben oben schon gesehen, daß das Bild einer Linse seine Lage ändert, wenn der Gegenstand genähert oder entfernt wird; das Bild entfernt sich nämlich um so mehr vom Glase, je näher der Gegenstand heranrückt. Da nun das Auge ganz so wirkt wie eine Linse, da wir die Gegenstände nur dann scharf sehen können, wenn die Vereinigungspunkte der gebrochenen Strahlen genau auf die Netzhaut fallen, wenn also auf der Netzhaut ein scharfes Bild entsteht, so sollte man meinen, daß wir nur in einer bestimmten Entfernung die Gegenstände deutlich sehen könnten; doch zeigt die Erfahrung das Gegentheil, ein gesundes Auge kann alle Gegenstände deutlich sehen, die mehr als 8 Zoll weit entfernt sind, das Auge muß also offenbar die Fähigkeit haben sich den verschiedenen Entfernungen zu accommodiren.

Man kann dies auch durch einen ganz einfachen Versuch darthun: man mache auf eine durchsichtige Glastafel einen kleinen schwarzen Fleck und halte die Tafel 10 bis 12 Zoll weit vom Auge, so kann man willkürlich den Fleck, oder durch die Glastafel hindurch die entfernteren Gegenstände deutlich sehen. Sieht man die entfernten Gegenstände deutlich, so erscheint der Fleck neblig und unbestimmt, umgekehrt aber erscheinen die fernen Gegenstände verwaschen, wenn man den Fleck deutlich sieht; wenn also die fernen Gegenstände deutlich erscheinen, so werden die vom dunklen Fleck ausgehenden Strahlen nicht auf der Netzhaut vereinigt, und umgekehrt; das Auge hat also die Fähigkeit sich selbst für ein Sehen in die Nähe und in die Ferne einzurichten.

Wenn die von einem leuchtenden Punkte ausgehenden Strahlen vor oder hinter der Netzhaut vereinigt werden, so wird auf der Netzhaut statt des hellen Punktes ein kleiner Zerstreungskreis gebildet, und dies ist die Ursache, warum Gegenstände, die sich in einer Entfernung befinden, für welche das Auge nicht gerade accommodirt ist, undeutlich erscheinen. Das Accommodationsvermögen hat aber seine Grenzen, denn wenn die Gegenstände dem Auge gar zu nah gebracht werden, so sind die inneren Veränderungen, deren das Auge fähig ist, nicht mehr hinreichend, um zu machen, daß das Bild auf die Netzhaut fällt, in diesem Falle liegen die Vereinigungspunkte hinter der Netzhaut, und auf der Netzhaut selbst bilden sich statt des schar-

fen Bildes Zerstreuungskreise der einzelnen leuchtenden Punkte, so daß keine scharfe Unterscheidung mehr möglich ist. Einen Stecknadelknopf z. B., den man nur 1 bis 2 Zoll weit vom Auge hält, kann man nicht deutlich sehen.

Da sich die Vereinigungsweite der Strahlen von der Linse entfernt, wenn die Gegenstände näher rücken, so ließe sich das deutliche Sehen in verschiedenen Entfernungen durch die Annahme erklären, daß man die Länge der Augenaxe willkürlich vergrößern und verkleinern könne; für nahe Gegenstände müßte dann die Augenaxe länger seyn als für entfernte, oder mit andern Worten für nahe Gegenstände wäre die Netzhaut weiter von der Hornhaut entfernt. *Olbers* hat berechnet, wie groß die Verlängerung der Augenaxe seyn müßte, um das deutliche Sehen von einer Entfernung von 4 Zoll bis ins Unendliche zu erklären; aus diesen Rechnungen ergeben sich die Zahlen der folgenden kleinen Tabelle:

Entfernung des Gegenstandes	Entfernung des Bildes von der Hornhaut
Unendlich	0,8997 Zoll
27 Zoll	0,9189 „
8 „	0,9671 „
4 „	1,0426 „

Demnach würde bei unveränderter Krümmung der Linse und der Hornhaut nur eine Verlängerung der Augenaxe von ungefähr 1 Linie hinreichen, um das deutliche Sehen von einer Entfernung von 4 Zoll bis ins Unendliche zu erklären.

Wollte man die Accommodationsfähigkeit des Auges aus einer Veränderung der Krümmung der Hornhaut erklären, so müßte man, nach den Rechnungen von *Olbers*, folgende Variationen annehmen:

Entfernung des Gegenstandes	Radius der Hornhaut
Unendlich	0,333 Zoll
27 Zoll	0,321 „
20 „	0,303 „
5 „	0,273 „

Wenn sich also der Krümmungshalbmesser der Hornhaut nur von 0,333 bis 0,300 änderte und die Augenaxe sich um $\frac{1}{2}$ Linie verlängern und verkürzen könnte, so würde sich daraus die Accommodations-Fähigkeit des Auges für alle Entfernungen von 4 Zoll bis ins Unendliche erklären lassen.

Wenn sich auch durch solche Annahmen die Accommodationsfähigkeit erklären läßt, so ist doch die Richtigkeit dieser Ansicht durchaus noch nicht bewiesen, ja es sind mancherlei Einwürfe dagegen erhoben worden, wenigstens ist eine so starke Veränderung in der Krümmung der Hornhaut ziemlich unwahrscheinlich.

Andere Physiologen nehmen eine Zusammendrückung und Ortsveränderung der Linse zu Hülfe, um die Accommodation des Auges zu erklären; es ist dies wohl möglich, doch nicht erwiesen. Vielleicht ist die Accommodationsfähigkeit in einem Zusammenwirken aller bisher erwähnten Ursachen zu suchen.

Die Pupille erweitert sich bekanntlich im Dunkeln und zieht sich mit zunehmender Helligkeit mehr und mehr zusammen; man beobachtet aber auch, daß die Pupille beim Betrachten naher Gegenstände kleiner ist, als wenn man einen fernen Gegenstand fixirt; dies bringt nun Pouillet mit dem Accommodationsvermögen in Zusammenhang, welches er auf folgende Weise erklärt: die Linse besteht nämlich nicht aus concentrischen Schichten, sondern aus Schichten von ungleicher Krümmung und Dichtigkeit; dadurch ist es nun nach Pouillet's Meinung möglich, daß die Brennweite des mittleren Theils der Linse kleiner ist als die Brennweite für die Randstrahlen; beim Betrachten naher Gegenstände sind die Randstrahlen, deren Vereinigungspunkt jenseits der Netzhaut liegen würde, durch die Kleinheit der Pupille ausgeschlossen, während bei Fixirung ferner Gegenstände gerade Randstrahlen das Bild geben. Bei weit geöffneter Pupille würden freilich die centralen Strahlen fernere Gegenstände sich vor der Netzhaut vereinigen und auf derselben einen Zerstreuungskreis bilden; die Ausbreitung vom Vereinigungspunkt bis zur Retina würde aber nach Pouillet's Meinung nur unbedeutend seyn, dann wäre aber auch die Helligkeit der Zerstreuungskreise zu gering, um das lichtstarke Bild der Randstrahlen undeutlich zu machen.

Wäre Pouillet's Ansicht richtig, so müßte jede Veränderung im Durchmesser der Pupille auch eine Veränderung des Accommodationsvermögens zur Folge haben, was nicht der Fall ist. Am entschiedensten spricht aber gegen diese Ansicht folgender Versuch:

Man mache in ein Kartenblatt ein Loch von ohngefähr 2 Millimeter Durchmesser, also kleiner noch als die kleinste Oeffnung der Pupille, und halte diese Oeffnung dicht vor's Auge, so kann man durch sie nach Belieben immer noch nahe und ferne Gegenstände deutlich sehen, das Auge kann sich also für's Sehen ferner Gegenstände accommodiren, obgleich durch das Kartenblatt alle Randstrahlen von der Linse abgehalten sind.

391 Weite des deutlichen Sehens, Kurzsichtigkeit und Fernsichtigkeit. Es ist schon oben angeführt worden, daß man Gegenstände, die dem

Auge gar zu nahe gebracht werden, nicht mehr deutlich sehen kann. Für ein jedes Auge giebt es eine bestimmte Entfernung, über welche hinaus man die Gegenstände dem Auge nicht nähern darf, wenn man sie ohne Anstrengung noch deutlich sehen will; in diese Entfernung, welche die Weite des deutlichen Sehens oder auch nur die Sehweite genannt wird, hält man unwillkürlich beim Lesen ein Buch, welches mit Lettern von gewöhnlicher Größe gedruckt ist. Bringt man die Gegenstände näher, so kann man sie nur mit Anstrengung deutlich sehen, bei noch größerer Nähe endlich ist gar kein deutliches Sehen mehr möglich. Bei einem ganz gesunden Auge beträgt die Weite des deutlichen Sehens 8 bis 10 Zoll. Ein Auge, dessen Sehweite geringer ist, nennt man kurzsichtig, wenn sie aber größer ist, weitsichtig.

Die Undeutlichkeit des Sehens ganz naher Gegenstände rührt, wie schon erwähnt wurde, daher, daß die von einem Punkte des nahen Gegenstandes ausgehenden Strahlen so stark divergiren, daß die brechenden Medien des Auges nicht im Stande sind, sie so stark convergent zu machen, daß ihre Vereinigung auf der Netzhaut stattfindet; da die Vereinigungsweite in diesem Falle hinter die Netzhaut fällt, so erscheinen sie mit einem Zerstreungskreise. Wenn man nun die Bildung dieses Zerstreungskreises zu verhindern im Stande ist, so kann man selbst ganz nahe vor's Auge gebrachte Gegenstände noch deutlich sehen.

Man mache mit einer Stecknadel ein feines Loch in ein Kartenblatt und halte es dicht vor das Auge, so wird man durch dasselbe die Lettern eines ganz nahe gehaltenen Buches noch ganz deutlich, und zwar bedeutend vergrößert sehen, während man nach Entfernung des Kartenblattes durchaus keinen Buchstaben mehr zu erkennen im Stande ist. Der Grund liegt darin, daß von einem Punkt des ganz nahen Gegenstandes aus nur in einer einzigen Richtung durch die feine Oeffnung Strahlen ins Auge dringen können, und diese werden auch nur in einer einzigen Stelle die Netzhaut treffen; während, wenn das Kartenblatt die übrigen Strahlen nicht abhält, von einem Punkt des Gegenstandes aus ein ganzes Strahlenbündel durch die Pupille ins Auge gelangt, welches auf der Netzhaut einen Zerstreungskreis bildet.

Hierher gehört auch der interessante und lehrreiche Versuch des Pater Scheiner (*oculus sive fundamentum opticum* etc. 1652). Wenn man in ein Kartenblatt zwei feine Nadellöcher macht, deren Entfernung von einander kleiner seyn muß, als der Durchmesser der Pupille, und die Oeffnungen dicht vor das Auge hält, so sieht man einen kleinen Gegenstand, etwa einen Nadelknopf, den man innerhalb der Sehweite vor die Löcher hält, doppelt. Von dem kleinen Gegenstande gelangen nämlich nur zwei ganz feine Strahlenbündel durch die beiden Löcher ins Auge; diese beiden Strah-

len convergiren aber nach einem Punkte, der hinter der Netzhaut liegt, sie treffen also die Netzhaut in zwei verschiedenen Punkten; es sind dies zwei isolirte Punkte des Zerstreuungskreises, welcher auf der Retina entstehen würde, wenn die übrigen Strahlen nicht durch das Kartenblatt aufgefangen würden.

Wenn man den kleinen Gegenstand mehr und mehr entfernt, so nähern sich die Bilder, weil die beiden durch die Löcher ins Auge fallenden Strahlen nun weniger divergiren, und also auch nach einem Punkte hin gebrochen werden, welcher der Retina näher liegt. Hat man den Gegenstand bis auf die Weite des deutlichen Sehens vom Auge entfernt, so fallen die beiden Bilder vollkommen zusammen, weil ja alle Strahlen, die von einem Punkte ausgehen, der gerade um die Weite des deutlichen Sehens vom Auge entfernt ist, in einem Punkte der Netzhaut vereinigt werden.

Durch eine feine Oeffnung in einem Kartenblatt, welche dicht vor's Auge gehalten wird, sieht man begreiflicherweise nahe und ferne Gegenstände gleich scharf, ohne daß das Auge nöthig hätte, sich den Entfernungen zu accommodiren, da ja ohnehin die von einem Punkt des Gegenstandes ausgehenden Strahlen auch nur in einem Punkte die Netzhaut treffen; durch eine solche Oeffnung kann man deshalb auch zu gleicher Zeit nahe und ferne Gegenstände deutlich sehen. Es fragt sich nun, in welchem Accommodationszustand sich das Auge beim Sehen durch eine feine Oeffnung befindet? offenbar in dem normalen Zustand, zu dessen Erhaltung gar keine Thätigkeit erfordert wird, das Auge befindet sich in dem Zustande, wie es dem Sehen von Gegenständen, die sich in der Weite des deutlichen Sehens befinden, entspricht.

Kehren wir jetzt zum Scheinerschen Versuch zurück; wenn ein fernerer Gegenstand durch die beiden Oeffnungen betrachtet wird, so müssen offenbar die von ihm ausgehenden durch die beiden Löcher ins Auge gelangenden Strahlen schon in einem Punkte vor der Netzhaut zusammentreffen, da ja der Accommodationszustand des Auges sich nicht ändert; hinter dem Kreuzungspunkt divergiren aber die beiden Strahlen wieder, sie treffen die Netzhaut in zwei verschiedenen Punkten, mithin wird man auch fernere Gegenstände doppelt sehen. Dadurch die beiden kleinen Oeffnungen also sieht man einen feinen Gegenstand nur dann einfach, wenn er sich in der Weite des deutlichen Sehens befindet.

Auf den Scheinerschen Versuch hat man Instrumente gegründet, welche zur Ermittlung der Sehweite dienen sollen und den Namen Dptometer führen. Young's Dptometer besteht aus einem gespannten feinen Faden, welcher durch die kleinen Löcher betrachtet wird.

Die Kurzsichtigkeit (Myopie) und die Weitsichtigkeit (Pres-

byopie) sind Fehler, deren Grund wohl am richtigsten in einem mangelhaften Accommodationsvermögen zu suchen ist, was besonders daraus hervorgeht; daß die Gewöhnung einen großen Einfluß auf diese Fehler ausübt; Kurzsichtigkeit entsteht oft dadurch, daß das Sehen in der Ferne vernachlässigt wird, und Kinder, welche beim Lesen und Schreiben das Gesicht zu dicht auf das Papier halten, werden in Folge dessen kurzsichtig. Auch dadurch, daß man längere Zeit durch ein Mikroskop sieht, wird ein sonst gutes Auge vorübergehend kurzsichtig, ja dieser Zustand dauert oft mehrere Stunden lang (Müllers Physiologie).

Das einfachste Mittel, die Fernsichtigkeit und Kurzsichtigkeit zu verbessern, besteht, wie schon bemerkt wurde, darin, daß man eine feine, etwa in ein Kartenblatt gemachte Oeffnung dicht vor das Auge hält. Durch dieses Mittel, welches schon in dem bisher Gesagten seine Erklärung gefunden hat, wird die Schärfe des Bildes freilich auf Kosten der Helligkeit hergestellt.

Ein zweites Mittel sind die Brillengläser, und zwar wendet man bei kurzsichtigen Augen Hohlgläser, bei fernsichtigen Convergläser an. Bei einem kurzsichtigen Auge fallen die Bilder ferner Gegenstände vor die Netzhaut, und das Auge hat nicht das Vermögen, sich so zu accommodiren, daß sie auf die Netzhaut selbst gebracht würden; man verändert deshalb das Refractionsvermögen des Auges durch vorgelegte Hohlgläser in der Weise, daß die ins Auge gelangenden Strahlen weniger stark convergiren, und macht dadurch ihre Vereinigung auf der Netzhaut möglich.

Bei fernsichtigen Augen fällt das Bild naher Gegenstände hinter die Netzhaut, ohne daß das Auge im Stande ist, sich dieses Refractionsvermögen zu accommodiren; man wendet deshalb Convergläser an, um die Strahlen convergenter zu machen und dadurch ihren Vereinigungspunkt auf die Netzhaut zu bringen.

Je nachdem ein Auge mehr oder weniger kurzsichtig oder weitsichtig ist, muß man stärkere oder schwächere Gläser anwenden; man wählt die Gläser so, daß die Weite des deutlichen Sehens, welche entweder größer oder kleiner ist als bei einem ganz gesunden Auge, durch Mitwirkung der Gläser ebenfalls 8 bis 10 Zoll, also eben so groß ist wie bei einem guten Auge.

Die Kurzsichtigkeit kommt am häufigsten im mittleren Lebensalter, die Fernsichtigkeit aber im höheren Alter vor.

Achromatismus des Auges. Bei gewöhnlichen Linsen fallen die Brenn-392 punkte der verschiedenen farbigen Strahlen nicht zusammen, und daher rühren die farbigen Säume, welche man an den Rändern der durch eine gewöhnliche Linse betrachteten Gegenstände wahrnimmt, namentlich wenn die Oeffnung der Linsen groß ist und die Gegenstände sich nicht in der Mitte des Gesichtsfeldes befinden. Wir haben auch schon oben gesehen, wie man achromatische Linsen, d. h. solche construiren kann, für welche

dieser Fehler aufgehoben ist. Unser Auge ist nun ebenfalls ein achromatisches Instrument, denn wir sehen die Gegenstände rein und ohne farbiges Säume.

Da der Achromatismus der Linsen durch eine Combination verschiedener brechenden Substanzen von ungleicher zerstreuer Kraft hervorgebracht wird, so läßt sich die Möglichkeit der Achromasie des Auges sehr wohl einsehen, da ja ein Lichtstrahl auf seinem Wege durchs Auge der Reihe nach drei verschiedene Media zu durchlaufen hat, welche zusammen wie eine achromatische Linse wirken.

Das Auge ist jedoch nicht ganz vollkommen achromatisch, denn wir sehen einen Gegenstand nur dann rein, wenn sich das Auge der Entfernung dieses Gegenstandes gehörig accommodirt hat. Man erblickt z. B. sehr lebhaftes Farbensäume an einem nahe vor dem Auge befindlichen dunklen Gegenstande, wenn man an ihm vorbei das Auge auf ferne Gegenstände richtet und diese deutlich sieht; wenn man z. B. in ein Kartenblatt ein Loch von etwa 1 Linie Durchmesser macht, es 5 bis 6 Zoll weit vom Auge hält und durch dasselbe nach einem fernen Gegenstande visirt, so erscheinen die Ränder der Deffnung farbig.

393 Beziehungen zwischen den Empfindungen des Auges und der Außenwelt. Der Act des Sehens beruht lediglich darauf, daß die Affectionen der Nervenhaut auf eine uns freilich unerklärliche Weise zum Bewußtseyn kommen. Eigentlich nehmen wir also nur einen bestimmten Zustand, eine gewisse Affection der Netzhaut wahr; daß wir aber diese Wahrnehmung nach Außen verlegen, daß wir die Netzhautbilder, gleichsam in Anschauungen der Außenwelt verwandeln, ist Sache eines unmittelbaren Urtheils; in diesem Urtheil haben wir durch fortwährende übereinstimmende Erfahrungen eine solche Sicherheit erlangt, daß wir die Netzhaut gar nicht als wahrnehmendes Organ empfinden, daß wir die unmittelbaren Empfindungen mit dem verwechseln, was nach unserem Urtheil die Ursache derselben ist. Diese Substitution des Urtheils für die Empfindung geschieht ganz unwillkürlich, sie ist uns so zu sagen zur andern Natur geworden.

Da wir überhaupt für die Empfindung auf der Netzhaut eine Vorstellung der Außenwelt setzen, so substituiren wir auch für jedes Netzhautbild einen Gegenstand außer uns. Daß wir den Gegenstand, welcher einem bestimmten Netzhautbildchen entspricht, nach einer bestimmten Richtung hin suchen, ist aber sicherlich ebenso das Resultat fortgesetzter consequenter Erfahrung, wie das nach außen Wirken des Gesichtsinnes überhaupt. Denken wir uns den Gegenstand und sein Netzhautbildchen durch eine gerade Linie verbunden, so ist dies die Richtung, nach welcher wir die Bilder nach Außen hin projeciren. Volkman hat gezeigt, daß wenn man von jedem Punkte des Netzhautbildchens eine gerade Linie nach dem entsprechenden

Punkte der Außenwelt zieht, daß alle diese Linien sich in einem Punkte schneiden, welche im Innern des Auges, und zwar etwas hinter der Linse liegt; diesen Punkt nennt er den Kreuzungspunkt (Neue Beiträge zur Physiologie des Gesichtsinnes 1836 und Pogg. Ann. XXXVII. Bd.).

Es ist oben gezeigt worden, daß von den äußeren Gegenständen auf der Netzhaut verkleinerte und verkehrte Bilder entstehen, und es ist deshalb die Frage aufgeworfen worden, warum wir nicht alle Dinge verkehrt sehen? Diese Frage findet nun in den oben angestellten Betrachtungen ihre genügende Antwort; zu dem Bewußtseyn, daß überhaupt ein Netzhautbild existirt, daß ein Bildchen auf dem oberen oder unteren Theile der Netzhaut liegt, daß es sich auf der rechten oder linken Seite derselben befindet, gelangen wir erst durch optische Untersuchungen; die Empfindung der Nervenhaut kommt nicht als solche zum Bewußtseyn, sondern sie wird unwillkürlich nach einer bestimmten Richtung nach Außen hin projecirt, und zwar in derjenigen Richtung, in welcher sich die Gegenstände befinden, welche die Netzhautbilder veranlassen. Nach dieser Richtung hin finden wir aber die Gegenstände auch durch andere sinnliche Wahrnehmungen, z. B. durch den Tastsinn, es besteht also zwischen den verschiedenen sinnlichen Wahrnehmungen, in Beziehung auf die Ortsbestimmung, die vollkommenste Harmonie; wir würden die Gegenstände verkehrt sehen, wenn diese Uebereinstimmung nicht stattfände.

Mit der durch das Gesichtorgan vermittelten Vorstellung der außer uns befindlichen Dinge verbinden wir auch eine Vorstellung von ihrer Größe und Entfernung. Die Bildchen auf der Netzhaut liegen nebeneinander, und wenn wir die entsprechenden Gegenstände nicht als unmittelbar nebeneinander, sondern auch hinter einander befindlich erkennen, kurz wenn wir uns von der flächenhaften Wahrnehmung zu einer Vorstellung der Tiefe des Raumes erheben, so ist das nicht Sache der Empfindung, sondern des Verstandes. Das Kind hat noch keine Vorstellung von den Entfernungen, es greift nach dem Monde wie es nach Dingen in seiner Umgebung greift. Die Vorstellung von der Tiefe des Sehraums erhalten wir erst dadurch, daß wir uns im Raume bewegen, daß sich die Bilder bei dieser Bewegung ändern und daß wir durch unsere eigne Ortsveränderung einen Begriff von der Entfernung der Gegenstände bekommen.

Die scheinbare Größe der Gegenstände hängt von der Größe des Netzhautbildchens ab. Denken wir uns von den beiden Endpunkten eines Netzhautbildchens Linien nach den entsprechenden Endpunkten des Gegenstandes gezogen, so schneiden sich diese Linien im Kreuzungspunkt unter einem Winkel x , den man den Sehwinkel nennt; die Größe dieses Winkels ist aber der Größe des Netzhautbildes proportional; man kann deshalb auch sagen, daß die scheinbare Größe der Gegenstände von der Größe des Seh-

den Gegenstand *C* rechts von *B*; ebenso sehen beide Augen den Gegenstand *A* links von *B*, weil die Netzhautbilder *a* und *a'* links von *b* und *b'* liegen.

Wenn man einen Gegenstand mit beiden Augen einfach sieht, wenn also sein Bild auf entsprechende Stellen beider Netzhäute fällt, so sieht man ihn heller als mit einem Auge; man kann sich davon leicht überzeugen, wenn man einen Streifen von weißem Papier ansieht und vor das eine Auge einen dunklen Schirm so hält, daß für dieses Auge die eine Hälfte des Papierstreifens bedeckt wird: der Theil des Papiers, welcher mit beiden Augen zugleich gesehen wird, erscheint heller als die andere Hälfte, die man nur mit einem Auge sieht.

Der Grund, warum wir mit beiden Augen einfach sehen können, ist wohl jedenfalls ein innerer, also im Verlauf der Nervenfasern zu suchen und nicht eine Folge der Gewohnheit. „Beide Augen sind gleichsam zwei Zweige mit einfacher Wurzel, und jedes Theilchen der einfachen Wurzel ist gleichsam in zwei Zweige für beide Augen gespalten,“ sagt Müller, in dessen Schriften man auch Näheres über die verschiedenen Versuche findet, die zur Erklärung dieser wunderbaren Verkettung gemacht wurden.

395 **Gränzen der Sichtbarkeit.** Wenn ein Gegenstand noch gesehen werden soll, so darf der Gesichtswinkel, unter welchem er erscheint, nicht unter einer gewissen Gränze liegen, die sehr von der Erleuchtung und der Farbe des Gegenstandes, der Natur des Hintergrundes und der Individualität der Augen abhängt. Für ein gewöhnliches Auge ist bei mäßiger Beleuchtung ein Gegenstand noch unter einem Sehwinkel von 30 Sekunden sichtbar, ein sehr heller Gegenstand, wie ein glänzender Silberdraht, wird aber auf dunklem Grunde noch unter einem Gesichtswinkel von 2 Sekunden gesehen. Auch dunkle Körper können auf weißem Grunde sehr deutlich gesehen werden, selbst wenn sie auch sehr fein sind; ein mittelmäßiges Auge kann ein Haupthaar vor dem mäßig hellen Himmel noch in einer Entfernung von 4—6 Fuß deutlich unterscheiden.

396 **Irradiation.** Wenn der Mond sichelförmig erscheint und zugleich der Rest seiner Scheibe durch schwache Beleuchtung von aschfarbigem Lichte wahrnehmbar ist, so scheint die Sichel überzugreifen, d. h. sie scheint einer Scheibe von größerm Halbmesser anzugehören als der Rest des Mondes. Eine solche scheinbare Vergrößerung wird fast überall beobachtet, wo man einen hellen Gegenstand auf dunklem Grunde sieht; umgekehrt aber erscheint ein dunkler Gegenstand auf hellem Grunde verkleinert. Man hat die hierher gehörigen Erscheinungen mit dem Namen der *Irradiation* bezeichnet. Ganz besonders hat Plateau die Geseze der Irradiation zu ermitteln gesucht (Pogg. Ann. Ergänzungsband 1842).

Die folgende Vorrichtung ist sehr geeignet, diese interessante Erscheinung zu zeigen. Die obere Hälfte einer Pappscheibe von 20^{cm} Höhe und 15^{cm}

Die Größe der Irradiation wächst mit zunehmender Lichtstärke, doch wächst sie nicht in demselben Verhältniß wie die Helligkeit, sondern in einem bei zunehmender Helligkeit stets abnehmenden Verhältniß.

Die Existenz der Irradiation wurde einige Zeit hindurch selbst von ausgezeichneten Astronomen und Physikern bezweifelt; weil die mit den besten Fernröhren angestellten Beobachtungen von dem Einfluß der Irradiation ganz frei waren, so fand man z. B. den Durchmesser des Mondes ganz gleich, man mochte die Messung bei Tag machen, wo er nur ganz matt auf dem blauen Himmel erscheint, oder des Nachts, wo er glänzend auf dem dunklen Grunde steht. Dies ist aber sehr wohl erklärlich. Der Gesichtswinkel, unter welchem wir den Durchmesser des Mondes sehen, beträgt ungefähr 30 Minuten; wenn nun der Winkelwerth der Irradiation für das beobachtende Auge 1 Minute beträgt, so erscheint offenbar der Durchmesser des Mondes durch die Irradiation um 2 Minuten, also um $\frac{1}{15}$, vergrößert. Betrachtet man nun den Mond durch ein gutes Fernrohr, so wird wohl der Durchmesser des Mondes, aber nicht die Irradiation, vergrößert; nehmen wir an, das Fernrohr bewirke eine 100malige Vergrößerung, so wird der Durchmesser des Mondes unter einem Gesichtswinkel von 3000' erscheinen; wenn nun dieser Winkel durch die Irradiation noch um 2' vergrößert wird, so beträgt doch diese Vergrößerung nur $\frac{1}{1500}$, sie übt

also hier einen verhältnißmäßig sehr geringen Einfluß aus. Bedenkt man nun außerdem noch, daß die Intensität des Lichts durch die starke Vergrößerung geschwächt wird, daß also auch deshalb noch der Einfluß der Irradiation geringer ausfällt, so begreift man sehr gut, wie bei Beobachtungen mit guten Fernröhren der Einfluß der Irradiation ganz verschwindet.

Verschwinden schmaler Gesichtsobjecte. Die Ausbreitung des Lichteindrucks auf der Nervenhaut erklärt auch, warum schmale Körper auf weißem Grunde, bis zur Ermüdung der Augen betrachtet, endlich ganz verschwinden, so daß man nur den weißen Grund noch wahrnimmt. Es gelingt dies auf den seitlichen Theilen der Netzhaut leichter als in der Mitte. Schmale farbige Körper, etwa farbige Papierstreifen, auf weißem Grunde sind zu diesem Versuche am geeignetsten; eine schwarze Linie auf weißem Grunde verschwindet sehr schwer.

Am auffallendsten ist das Verschwinden der Gesichtsobjecte an der Stelle der Netzhaut, wo der Sehnerv eintritt; man hielt früher diese Stelle der Netzhaut für ganz unempfindlich und nannte sie deshalb auch das punctum coecum; diese Meinung ist jedoch irrig. Wenn das Bild eines Gegenstandes gerade auf das punctum coecum fällt, so wird er deshalb nicht wahrgenommen, weil der auf den umgebenden Theilen der Netzhaut hervorgebrachte Lichteindruck sich so leicht dieser Stelle mittheilt.

Auf die folgende Weise läßt sich am leichtesten das Verschwinden der Gesichtsobjecte auf dem punctum coecum zeigen: auf eine weiße horizontale Fläche $n\ n'$ legt man zwei kleine dunkle Scheibchen von 1 bis 1,5 Linien

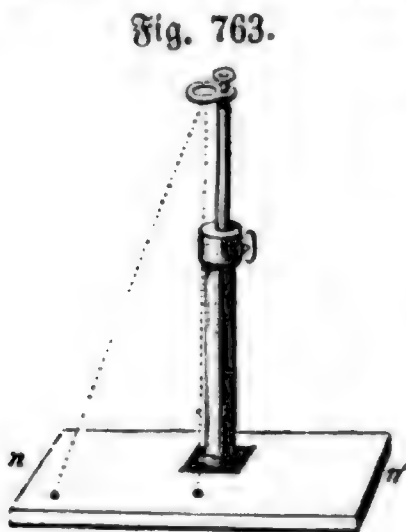


Fig. 763.

Durchmesser, welche ungefähr 3 Zoll weit von einander entfernt sind, und bringt dann das rechte Auge vertikal über den Punkt links oder das linke vertikal über den Punkt rechts, und zwar so hoch, daß die Entfernung des Auges von dem nächsten Punkte ungefähr 5mal so groß ist, als die Entfernung der beiden Scheibchen von einander; dann aber muß die Verbindungslinie der beiden Augen auch der Verbindungslinie der beiden Scheibchen parallel seyn. Nehmen wir an, man habe das linke Auge mit Beobachtung der angege-

benen Bedingungen vertikal über den Flecken rechts gebracht, so wird alsdann das rechte Auge geschlossen und mit dem offenen der gerade unter ihm liegende Fleck fixirt; wenn man nun gleichzeitig das Scheibchen links noch wahrnimmt, so hat man nur nöthig, es etwas links oder rechts zu rücken, um es gänzlich verschwinden zu machen. Hat man das Scheibchen in diese Stellung gebracht, so fällt sein Bild gerade auf das punctum coecum; rückt man das Scheibchen wieder aus dieser Stelle heraus, so daß sein Bild wieder auf eine andere Stelle kommt, so wird es alsbald wieder wahrgenommen.

Diese Erscheinung ist schon von Mariotte entdeckt worden.

Dauer des Lichteindrucks. Wenn man mit einer glühenden Kohle³⁹⁷ rasch einen Kreis beschreibt, so kann man die Kohle selbst nicht unterscheiden, sondern man sieht einen feurigen Kreis. Der Grund dieser Erscheinung liegt darin, daß eine durch einen Lichteindruck afficirte Stelle der Retina nicht augenblicklich wieder zur Ruhe kommt, wenn der Lichteindruck selbst aufgehört hat; aus demselben Grunde kann man auch die Speichen

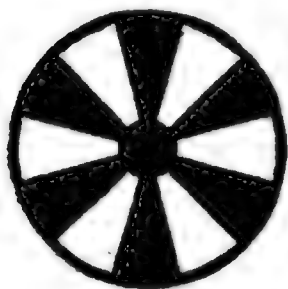


Fig. 764.

eines schnell laufenden Rades nicht unterscheiden, und die obere Fläche eines Kreisels, welcher mit abwechselnd weißen und schwarzen Sektoren bemalt ist, wie Fig. 764, erscheint bei rascher Rotation gleichförmig grau. Wenn aber der Kreisel, im Dunkeln rotirend, momentan erleuchtet wird, etwa durch einen Blitz oder einen electrischen Funken, so kann man die einzelnen Sektoren deutlich unterscheiden.

Macht man in eine Pappscheibe von 2—3 Zoll Durchmesser diametral gegenüberstehend zwei Löcher, durch welche man Fäden zieht, wie Fig. 765

folgenden Stellungen abgebildet ist, so daß jedem Loch eine andere Stellung entspricht. In unserer Figur ist ein ganz einfacher Gegenstand gewählt, nämlich ein Pendel. Unter der mit 1 bezeichneten Oeffnung ist das Pendel dargestellt, wie es eben seine äußerste Stellung links erreicht hat; unter der Oeffnung 2 sehen wir das Pendel, wie es sich der Gleichgewichtslage schon wieder genähert hat, bei 3 hat es die Gleichgewichtslage erreicht u. s. w. Dieser Apparat wird nun so vor einen Spiegel gehalten, daß die bemalte Fläche dem Spiegel zugekehrt ist und man durch eine Oeffnung, etwa durch die oberste, das Bild der bemalten Scheibe im Spiegel sieht. Wenn nun die Scheibe rotirt, so geht eine Oeffnung nach der andern vor dem Auge vorüber, während aber die Zwischenräume vor dem Auge hergehen, sieht man nichts. Nehmen wir an, daß in einem bestimmten Momente die Oeffnung 1 vor dem Auge vorübergeht, so erblickt man unter derselben das Bild des Pendels in seiner größten Ausweichung; der in diesem Moment ins Auge gelangende Lichteindruck bleibt nun, bis die zweite Oeffnung vor's Auge kommt, und nun erscheint das Pendel an derselben Stelle, an welcher man es eben erst in seiner größten Ausweichung gesehen hatte, der Gleichgewichtslage etwas genähert; das Bild dieser zweiten Lage bleibt im Auge, bis die dritte Oeffnung vor dasselbe gelangt, und nun sieht man das Pendel in seiner Gleichgewichtslage u. s. w.; die auf diese Weise der Reihe nach dem Auge vorgeführten Stellungen des Pendels machen nun täuschend den Eindruck, als ob man ein Pendel wirklich oscilliren sähe. Statt des Pendels kann man auch andere Gegenstände wählen, die man der Reihe nach in eben so viel verschieden en Stellungen dargestellt hat, als Löcher vorhanden sind, so daß jeder Oeffnung eine andere Stellung entspricht. Sehr täuschend lassen sich auf diese Weise Bewegungen von Menschen und Thierge-
stalten darstellen, die man in den verschiedenen auf einander folgenden Stellungen aufgezeichnet hat.

Ebenso wie die Gegenstände eine gewisse Größe haben müssen, um durch das Auge wahrnehmbar zu seyn, ebenso muß auch der Lichteindruck eine namhafte Zeit andauern, um eine Wirkung auf die Netzhaut hervorzubringen; aus diesem Grunde wird ein sehr schnell sich bewegender Körper, z. B. eine Kanonenkugel, nicht gesehen; das Bild der fliegenden Kugel bewegt sich auf der Netzhaut mit solcher Geschwindigkeit, daß es an keiner Stelle derselben wahrgenommen werden kann.

Die Nachwirkungen auf der Netzhaut sind um so stärker und dauern um so länger fort, je intensiver und andauernder die primitive Einwirkung war. Die Nachbilder heller Gegenstände sind hell, die Nachbilder dunkler Gegenstände dunkel, wenn das Auge einer ferneren Lichteinwirkung entzogen wird. Sieht man z. B. längere Zeit unverwandt durch ein Fenster nach dem hellen Himmel, wendet man alsdann das Auge weg, indem man es zugleich

schließt, so sieht man noch immer die hellen Zwischenräume begrenzt durch die dunklen Fensterrahmen; wendet man dagegen das Auge auf eine weiße Wand, so erscheint im Nachbild hell, was im ursprünglichen Dunkel war, und umgekehrt; man sieht z. B. die Fensterrahmen hell und die Zwischenräume dunkel. Diese Umkehrung ist leicht zu erklären: wird das geblendete Auge auf die weiße Wand gerichtet, so sind die vorher durch das helle Licht afficirten Stellen der Netzhaut weniger empfindlich gegen das weiße Licht der weißen Wand, als diejenigen Stellen der Netzhaut, auf welche das Bild der dunklen Fensterrahmen gefallen war.

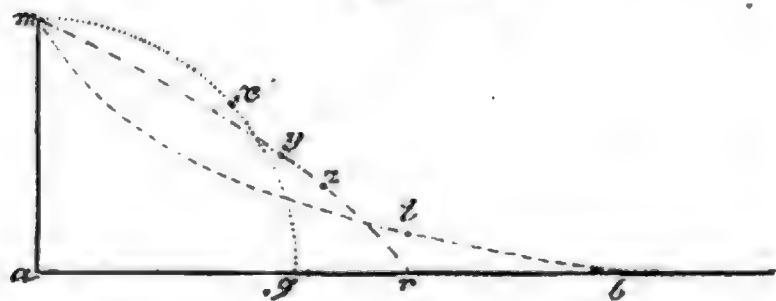
398 Farbige Nachbilder. Unser Gesichtsorgan empfindet oft Farbeindrücke, die nicht unmittelbar durch äußere Objecte hervorgebracht sind, sondern in einem eigenthümlich gereizten Zustande der Netzhaut ihren Grund haben. Man nennt solche Farben *subjective* oder auch *physiologische*. Die farbigen Nachbilder sowohl als auch die Farben, welche durch Contraste hervorgebracht werden, gehören hierher.

Die Nachbilder, von denen in voriger Nummer die Rede war, sind immer mehr oder weniger gefärbt, und zwar ist diese Färbung um so unterschiedener, je intensiver der primitive Lichteindruck war, welcher die Nachbilder veranlaßte. Man fixire z. B. einige Zeit lang ein Kerzenlicht recht scharf, schließe dann die Augen und wende sie nach einer dunklen Stelle des Zimmers, so glaubt man noch immer, die Flamme vor den Augen zu haben, aber sie verändert nach und nach ihre Farbe; sie wird alsbald ganz gelb, geht dann durch Orange in Roth, von Roth durch Violet in grünliches Blau über, welches immer dunkler wird, bis das Nachbild endlich ganz verschwindet. Wendet man hingegen das durch das Kerzenlicht geblendete Auge auf eine weiße Wand, so folgen sich die Farben des Nachbildes in fast entgegengesetzter Ordnung, d. h. man sieht Anfangs ein ganz dunkles Nachbild auf dem hellen Grunde, welches alsbald blau, grün, gelb wird und ist endlich vom weißen Grunde nicht mehr zu unterscheiden, wenn das Nachbild ganz verschwunden ist, d. h. wenn die Netzhaut sich ganz wieder erholt hat. Der Uebergang von einer Farbe zur andern beginnt am Rande und verbreitet sich von da aus nach der Mitte. Dieselbe Reihe von Farbenerscheinungen beobachtet man an den Blendungsbildern weißer Papiere, die auf schwarzem Grunde liegend von der Sonne beschienen sind u. s. w.

Der Grund dieser Erscheinungen ist wohl darin zu suchen, daß die Nachwirkung auf der Netzhaut nicht für alle Farben des Spectrums gleich lange dauert und daß die Abnahme der Intensität der Nachwirkung nicht für alle Farben dasselbe Gesetz befolgt. Um das Abklingen der Farben im Nachbild eines weißen Gegenstandes zu erklären, müßte man annehmen, daß der Eindruck des Gelben am ersten verlischt, dann Roth und endlich Blau; daß aber das Gelb Anfangs langsam, dann rascher, das Blau aber

umgekehrt Anfangs rasch und später langsam an Intensität abnimmt, ohngefähr so wie es in Fig. 768 durch eine graphische Darstellung erläutert wird. Die Abscissen sind der Zeit, die Ordinaten der Intensität der Nachwirkung proportional; es stellt also ag die Zeit dar, welche von dem Augenblick an vergeht, in welchem das Auge der Einwirkung des blendenden weißen Gegenstandes entzogen wird, bis zu dem Momente, in welchem die Nachwirkung der in dem weißen Licht enthaltenen gelben Strahlen gänzlich erloschen ist; ar und ab stellen die entsprechenden Zeiten für das rothe und blaue Licht dar; die Kurven mg , mr und mb stellen das Gesetz dar, nach welchem die Intensität der Nachwirkung für Gelb, Roth und Blau abnimmt; die übrigen Farben des Spectrum wollen wir der Einfachheit

Fig. 768.



wegen vor der Hand noch unberücksichtigt lassen. In den Moment, in welchem das Auge der Einwirkung des blendenden Gegenstandes entzogen wird, hat das Auge noch die Em-

pfindung von Weiß, weil es durch alle Farben gleichmäßig afficirt ist; nun nimmt aber Anfangs die Nachwirkung aller anderen Farbenstrahlen rascher ab als die der Gelben, deshalb wird das Nachbild bald eine gelbe Färbung annehmen müssen. Die gelbe Färbung geht aber alsbald durch Orange in Roth über, weil nach einiger Zeit die Intensität des gelben Nachbildes so rasch abnimmt, daß bald das rothe Nachbild überwiegend wird; da aber dieses auch eher ganz verschwindet als das blaue Nachbild, so wird sich endlich die blaue Färbung geltend machen müssen.

Die Kurve für Orange würde so zu legen seyn, daß sie die Kurve mg in x , mr aber in y schneide; die Kurve für Grün würde mr in z , mb in t schneiden.

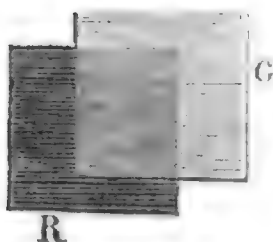
Wendet man das geblendete Auge auf eine weiße Fläche, so erscheint das Nachbild dunkel, weil die geblendeten Stellen der Netzhaut für das weiße Licht der Fläche unempfindlicher sind; nun aber bleibt Anfangs die Nachwirkung der rothen und gelben Strahlen noch vorherrschend, während die der blauen rasch abnimmt, das Auge wird also für blaues Licht eher wieder etwas empfindlich, das auf dem hellen Grund zuerst ganz dunkel erscheinende Nachbild wird also zunächst eine blaue Färbung annehmen. Die Nachwirkung des Gelb erlischt auf der Netzhaut zuerst, sie erhält also ihre volle Empfindlichkeit für die gelben Strahlen zuerst, in dieser Periode also wird das geblendete Auge auf eine weiße Fläche sehend ein gelbes Nachbild wahrnehmen, nach dem dasselbe Nuancen durchlaufen hat, welche immer denen complementär sind, welche man in denselben Momenten bei ge-

geschlossenem Auge würde wahrgenommen haben. In der That braucht man nur das bis dahin geschlossene Auge zu öffnen, wenn das Nachbild auf dunklem Grunde eine bestimmte Farbe erlangt hat, und es auf eine weiße Fläche zu richten, um sogleich das complementäre Nachbild auf weißem Grunde zu sehen. Nachdem das Auge seine volle Empfindlichkeit für Gelb wieder erlangt hat, erlangt es alsbald auch der Reihe nach seine volle Empfindlichkeit für die anderen Farben wieder, und somit geht das gelbe Nachbild auf dem hellen Grunde in ein weißes über, d. h. man kann es endlich nicht mehr von dem dunklen Grunde unterscheiden.

Wenn man längere Zeit einen farbigen Fleck auf weißem Grunde scharf fixirt und dann das Auge seitwärts auf die weiße Fläche richtet, so sieht man ein complementär gefärbtes Nachbild; war der Fleck blau, so ist das Nachbild gelb, war er roth, so ist es grün u. s. w. Diese Erscheinung erklärt sich dadurch, daß die Netzhaut für die Farbe des Objectes abgestumpft und also für diejenigen im weißen Licht enthaltenen Farben empfindlicher wird, die nicht in der Nuance des Objectes enthalten sind, welches die Blendung veranlaßte.

Daß die Retina durch das längere Betrachten eines stark erleuchteten farbigen Gegenstandes allmählig gegen diese Farbe abgestumpft wird, geht auch daraus hervor, daß sie nach und nach immer matter und unscheinbarer wird. Man kann sich davon am leichtesten auf folgende Weise überzeugen.

Fig. 769.



Man fixire längere Zeit ein farbiges, etwa ein rothes Quadrat, welches sich auf einem weißen Grunde befindet, und wende dann das Auge nur etwas seitwärts, so daß das complementäre Nachbild zum Theil noch auf das farbige Quadrat fällt, wie dies Fig. 769 angedeutet ist. Der freie Theil des Nachbildes erscheint jetzt grün, der frei gewordene Theil des ursprünglichen Bildes, d. h. derjenige Theil, welcher seine Strahlen jetzt auf Stellen der Netzhaut sendet, die vorher noch nicht von dem rothen Lichte getroffen waren, erscheint lebhaft roth; da aber, wo beide Quadrate über einander fallen, sieht man ein weit matteres Roth, denn die von diesem Theile des objectiven rothen Quadrates ausgehenden Strahlen treffen noch immer solche Stellen der Netzhaut, welche gegen den Eindruck des rothen Lichtes schon mehr abgestumpft sind.

Sehr auffallend ist das Unscheinbarwerden der Farben bei einem von Brewster angegebenen Versuch. Man betrachte das Spectrum einer Kerzenflamme anhaltend durch ein Prisma, so werden nach und nach die Farben immer unscheinbarer; zuerst verschwindet Roth und Grün, dann Blau, endlich auch das Gelb, und man sieht statt des farbigen Spectrums nur noch einen langen weißlichen Streifen; am sichersten gelingt der Versuch, wenn man mit der Hand das obere Augenlid festhält, um es am Herunterfallen zu verhindern.

Sollte man es bei einer Kerzenflamme nicht zum Verschwinden der Farben bringen können, denn diese, wie alle subjectiven Gesichtserscheinungen, entwickeln sich nicht bei allen Individuen mit gleicher Intensität, so nehme man eine intensivere weiße Flamme zum Object. Auf jeden Fall gelingt der Versuch, wenn man durch das Prisma direct das Sonnenbild betrachtet; das Licht ist so intensiv, daß man sogleich nur einen weißen Streifen ohne alle Färbung wahrnimmt.

Man hat gegen die eben gegebene Erklärung der complementären Nachbilder eingewendet, daß man das complementäre Nachbild selbst dann wahrnimmt, wenn man das Auge nicht auf eine weiße, sondern auf eine schwarze Fläche richtet, daß also das weiße Licht hier gar nicht in Betracht zu ziehen sey.

Wenn man aber auch auf einer dunklen Fläche das complementäre Nachbild wahrnimmt, so ist es doch sehr dunkel und ungleich weniger intensiv, als wenn man das Auge auf eine helle Fläche richtet; schon dieser Umstand beweist, welch wichtigen Antheil das objective Weiß an der Erscheinung hat. Daß man auf der dunklen Fläche überhaupt noch ein complementäres Nachbild unterscheiden kann, rührt wohl größtentheils daher, daß eine solche Fläche doch nie absolut dunkel ist und immer noch etwas weißes Licht in's Auge sendet. Da man jedoch auch unter solchen Umständen complementäre Nachbilder beobachtet hat, bei welchen jedenfalls gar kein weißes Licht in's Auge fiel, so suchen Andere die Ursache der complementären Nachbilder lediglich in der Thätigkeit der Netzhaut, und man muß auch zugeben, daß die Netzhaut selbst durch einen primitiven Farbenreiz afficirt, in einen solchen Zustand übergehen kann, als ob sie durch das complementäre Licht getroffen würde. Für sich allein reicht keine der beiden Ansichten aus, um alle hierher gehörigen Erscheinungen zu erklären, eine genügende Theorie wird wohl beide Ursachen zugleich berücksichtigen müssen. Unter den Gelehrten, welche über die eben besprochenen Erscheinungen, so wie über die Contrastfarben gearbeitet haben, sind besonders Plateau und Fechner zu nennen (Pogg. Ann. XXXII. XLIV. und L.).

Contrastfarben. Ein grauer Fleck erscheint auf einer weißen Fläche 399 dunkler, auf einer schwarzen heller, als wenn die ganze Fläche mit demselben grauen Tone überzogen wäre. Ein Versuch, welcher dies recht deutlich zeigt, ist folgender: man bringe einen schmalen undurchsichtigen Körper, etwa ein Bleistift, zwischen eine Kerzenflamme und eine weiße Fläche, so wird man einen dunklen Schatten auf hellem Grunde sehen; bringt man nun eine zweite Kerzenflamme neben die erstere, so sieht man zwei dunkle Schatten auf dem hellen Grunde; jeder dieser Schatten ist aber jetzt durch eine Kerze also eben so stark erleuchtet als vorher die ganze Fläche war, und doch hielt man vorher die Fläche für hell und jetzt den Schatten für dunkel; dieser Versuch beweist den bedeutenden Einfluß des Contrastes.

Noch auffallender sind die Contrastererscheinungen bei Betrachtungen farbiger Gegenstände, wobei man oft complementäre Farben sieht, welche objectiv gar nicht vorhanden sind.

Legt man einen schmalen grauen Papierschnitzel auf ein lichtgrünes Papier, so erscheint der Streifen röthlich, legt man ihn auf ein blaues Papier, so erscheint er gelb, kurz er erscheint immer complementär zur Farbe des Grundes. Sehr deutlich nimmt man die Erscheinung wahr, wenn man einen ohngefähr 1^{mm} breiten Streifen von weißem Papier auf eine Tafel von farbigem Glase klebt und dann durch dasselbe nach einer weißen Fläche, etwa nach einem Blatt weißen Papiers sieht, oder auch, indem man die eine Seite des Glases ganz mit einem dünnen Papier bedeckt, auf die andere den schmalen Streifen befestigt und dann das Glas vor eine Kerzenflamme hält; der Streifen erscheint dann complementär zur Farbe des Glases, also roth auf einem grünen Glase, blau auf einem gelben u. s. w.

Hierher gehören auch die sogenannten farbigen Schatten, welche erscheinen, wenn in farbigem Lichte ein schmaler Körper einen Schatten wirft und dieser Schatten durch weißes Licht beleuchtet ist. Man erhält solche farbigen Schatten am leichtesten auf folgende Weise: man läßt Lichtstrahlen durch ein farbiges Glas auf eine weiße Fläche, etwa auf weißes Papier, fallen, so daß sie nun farbig erscheint; fängt man nun an irgend einer Stelle die das Papier beleuchtenden farbigen Strahlen durch einen schmalen Körper auf, so erhält man einen schmalen Schatten, welcher nur durch das ringsum verbreitete weiße Tageslicht erhellt ist; dieser Schatten erscheint nun complementär zum Grunde; wendet man ein rothes Glas an, so erscheint der Schatten grün; er erscheint blau, wenn man ein gelbes Glas anwendet u. s. w. Die Farben dieser Schatten sind rein subjectiv.

Manchmal beobachtet man auch farbige Schatten, welche wirklich objectiv verschiedenfarbig sind; sie entstehen, wenn ein Körper bei doppelter Beleuchtung zwei Schatten wirft und die beiden Lichtquellen verschiedene Farben haben, denn alsdann ist der eine Schatten nur durch Licht von der einen, der andere Schatten nur durch Licht von der andern Farbe beleuchtet. Solche farbigen Schatten entstehen, wenn in der Dämmerung das bläuliche Himmelslicht in ein Zimmer fällt, in welchem sich eine brennende Kerze befindet; hält man ein Stäbchen so, daß es einen Schatten im Kerzenlicht, einen zweiten im Tageslicht auf eine weiße Fläche wirft, so erscheint der eine Schatten blau, der andere gelb, weil der eine nur durch das bläuliche Tageslicht, der andere nur durch das gelbliche Kerzenlicht beleuchtet ist; doch möchte auch bei diesem Falle der Contrast einen großen Einfluß auf die Intensität der Farbenerscheinung und somit die Erscheinung einen theils objectiven, theils subjectiven Grund haben.

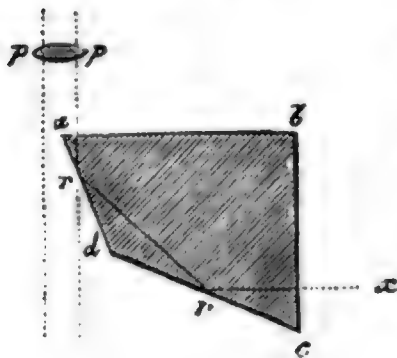
Was die Erklärung der farbigen Nebenbilder betrifft, so ist sie wohl

darin zu suchen, daß wenn irgend ein Theil der Netzhaut durch farbiges Licht afficirt wird, diese directe Wirkung auch auf die benachbarten Stellen der Netzhaut in der Weise reagirt, daß sie in einen dem primitiven Eindruck complementären Zustand versetzt werden.

Jede Zusammenstellung von Farben, welche complementär zu einander sind, macht einen angenehmen Eindruck auf das Auge, was leicht begreiflich ist, wenn man bedenkt, daß wenn irgend ein Theil der Netzhaut direct durch irgend eine Farbe afficirt wird, sie ja selbst ein Bestreben zeigt, auf den benachbarten Stellen diesen Gegensatz hervorzurufen. Jede Zusammenstellung nicht complementärer Farben ist dagegen unharmonisch und macht einen um so unangenehmern Eindruck, je intensiver die Farben sind; man nennt solche Zusammenstellungen grell oder schreiend. So wird z. B. eine grüne Uniform mit carmoisinrothen Aufschlägen einen angenehmen Eindruck machen, eine rothe Uniform mit gelben Aufschlägen würde dagegen Jedermann für geschmacklos erklären. Ueber die Contrastfarben hat Chevreul ein höchst interessantes Werk geschrieben.

Wollaston's camera lucida oder clara. Dieser Apparat dient, um die Umriffe irgend eines Gegenstandes, etwa eines Hauses, einer Landschaft u. s. w. nachzuzeichnen. Er besteht im Wesentlichen aus einem vierseitigen Prisma $abcd$, Fig. 770, welches bei b einen rechten und bei d einen

Fig 770.



stumpfen Winkel von 135° hat; die Fläche cb ist gegen das Object gekehrt, dessen Zeichnung man entwerfen will. Ein vom Gegenstand kommender Lichtstrahl dringt zuerst an der Fläche cb rechtwinklig in das Prisma ein, erleidet an der Fläche cd eine erste und an der Fläche ad eine zweite totale Reflexion und tritt endlich nahe bei dem Eck a rechtwinklig zur Fläche ab wieder aus. Wird nun das Auge etwas über diese Fläche

gehalten, so daß sich die Pupille etwa in $p p'$ befindet, so ist klar, daß man durch die eine Hälfte der Pupille das reflectirte Bild des Gegenstandes x sehen wird, während man durch die andere Hälfte der Pupille direct an dem Eck a vorbei nach einem horizontalen weißen Blatt Papier sieht, auf welchem sich dieses Bild projicirt. Wenn man nun mit der Hand den Bleistift auf das Papier hält, so sieht man zugleich die Spitze des Bleistiftes und das Bild, man kann also leicht die Contouren des letzteren mit dem Bleistifte nachfahren.

Damit dieses Instrument für die Anwendung bequemer sey und das Auge nicht ermüde, muß man gefärbte Gläser anwenden, um zu machen, daß beide Bilder ohngefähr gleiche Helligkeit haben, und Linsen, um zu bewirken, daß die Strahlen von beiden mit gleicher Divergenz auf das Auge fallen, damit das Auge sich für beide accomodiren kann.

Nach Sömmering's Angabe kann man eine camera clara ganz einfach aus einem kleinen Metallspiegel machen, die in der Mitte ein Loch von 3 bis 4 Millimeter Durchmesser hat. Man sieht die Gegenstände direct durch das Loch und das Bild des Bleistiftes und des Papiers im Spiegel.

- 401 Die camera obscura. Die von dem Neapolitaner Porta um die Mitte des 17ten Jahrhunderts erfundene camera obscura besteht im Wesentlichen aus einer Sammellinse von etwas großer Brennweite, durch welche ein Bild entfernter Gegenstände, etwa einer Landschaft, entworfen wird; um den Effect dieses Bildes möglichst zu heben, muß von der Fläche, auf welcher es aufgefangen wird, alles seitliche, nicht hierher gehörige Licht sorgfältig ausgeschlossen werden, d. h. es muß in einer dunklen Kammer aufgefangen werden.

Die bisher gebräuchlichsten Formen der camera obscura sind in Fig. 771 und Fig. 772 dargestellt. Fig. 771 stellt einen Kasten dar, an dem

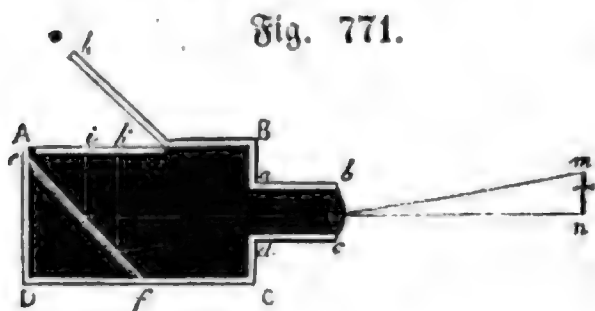
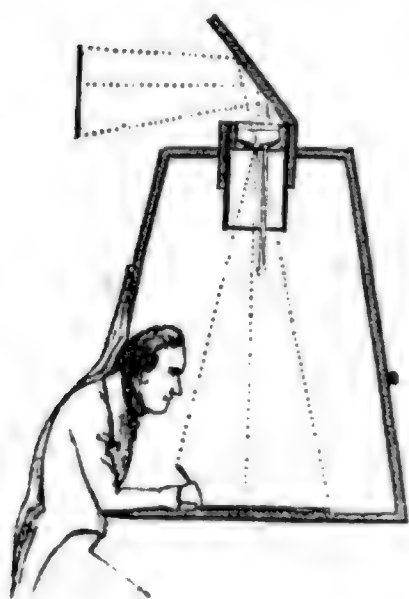


Fig. 771.

sich ein Hals *a b c d* befindet, in welchem eine Sammellinse *b c* angebracht ist; die durch diese Linse in den dunklen Kasten eindringenden Strahlen werden durch einen, in einem Winkel von 45° gegen die Axe der Linse geneigten ebenen Spiegel nach Oben reflectirt, so daß das

Bild eines entfernten Gegenstandes bei *i k* auf einer matt geschliffenen Glas-
tafel aufgefangen werden kann. Der Deckel *g h* dient, um das fremde Licht von dem Bilde möglichst abzuhalten. Wenn die matt geschliffene Seite des Glases nach Oben gekehrt ist, so kann man auf demselben mit Bleistift die

Fig. 772.



Umrisse des in *i k* entstehenden Bildes nach-
fahren und so eine naturgetreue Zeichnung der
Gegenstände erhalten.

Fig. 772 stellt einen ziemlich hohen Kasten dar, auf dessen Boden ein Blatt weißes Papier gelegt wird; durch die obere Fläche des Kastens geht eine Röhre, welche die Sammellinse enthält, über welcher sich dann ein in einem Winkel von 45° gegen die Vertikale geneigter ebener Spiegel befindet. Die von dem Gegenstande kommenden Strahlen werden durch den Spiegel nach Unten reflectirt, so daß das Bild auf der Fläche des Papiers entsteht. Dieses Bild ist sehr lebhaft, weil durch die Wände des Kastens alles seitliche Licht aus-

geschlossen ist, und man kann deshalb die Contouren dieses Bildes leicht mit Bleistift nachfahren.

Die Nichtigkeit der in einer camera obscura entstehenden Bilder hat wohl schon oft den Wunsch erregt, diese Bilder gewissermaßen fixiren zu können; und wenn wohl auch die Meisten diesen Wunsch als ein *pium desiderium* betrachteten, so hat es doch auch nicht an solchen gefehlt, welche sich bestreben ihn zu realisiren. Da das Licht chemische Wirkungen hervorbringt, da es z. B. das Chlor Silber schwärzt, so lag wenigstens die Möglichkeit vor, durch das Bild der camera obscura bleibende Eindrücke hervorzubringen. Von der Erfindung Daguerre's, welcher bekanntlich eine solche Methode erfand, durch welche die Bilder der camera obscura auf eine wahrhaft bewundernswürdige Weise fixirt werden, soll weiter unten die Rede seyn.

Die für die Anfertigung Daguerre'scher Bilder vortheilhafteste Construction der camera obscura ist diejenige, welche Voigtländer in Wien diesem Apparat gegeben hat. Die Linse, die er zu seinem Apparat anwendet, besteht aus einer Combination von Crownflintglaslinsen, welche nach *Pewal's* Angaben geschliffen sind und durch welche das auf einer Ebene aufgefangene Bild ungleich schärfer wird, als es bei einer gewöhnlichen achromatischen Linse der Fall ist.

Die Lupe oder das einfache Mikroskop. Wir haben oben gesehen, 402 daß die scheinbare Größe eines Gegenstandes von der Größe des Seh winkels abhängt, unter welchem er erscheint; der Sehwinkel wird aber um so größer, je mehr der Gegenstand dem Auge genähert wird; nun aber können wir ihn nur bis zu einer gewissen Gränze, der Weite des deutlichen Sehens, dem unbewaffneten Auge nähern, wenn noch eine scharfe Unterscheidung der Gränzen und der einzelnen Theile möglich seyn soll, und dadurch ist auch einer weiteren Vergrößerung des Seh winkels eine Gränze gesetzt. Ein jedes Instrument, welches eine weitere Vergrößerung für den Sehwinkel kleiner naher Gegenstände möglich macht, als es bei unbewaffnetem Auge der Fall ist, wird ein Mikroskop genannt. Nach dieser Erklärung ist auch die kleine Oeffnung im Kartenblatt, welche oben auf Seite 181 besprochen wurde, ein Mikroskop und zwar ein einfaches, doch bezeichnet man mit dem Namen des einfachen Mikroskopes in der Regel nur Collectivlinsen von kurzer Brennweite.

Um zu begreifen, wie eine einfache Sammellinse als Mikroskop dienen kann, braucht man nur einen Blick auf Fig. 773 zu werfen. Es sey *VW* eine Sammellinse, *AB* ein Gegenstand, der sich innerhalb der Brennweite des Glases befindet, so divergiren alle von einem Punkte des Gegenstandes *AB* ausgehenden Strahlen nach ihrem Durchgang durch die Linse gerade so, als ob sie von dem entsprechenden Punkte des Bildes *a b* herkämen, wie dies schon oben auf Seite 153 gezeigt wurde; ein hinter der Linse be-

aus betrachtet erscheinen würde, wenn dieser Gegenstand bis $a b$ fortgerückt wäre, umgekehrt wie die Entfernungen des Gegenstandes $A B$ und des Bildes $a b$ von O . Bezeichnen wir die Entfernung des Bildes von O mit d , die Entfernung des Gegenstandes $A B$ vom Auge mit x , so ist die Vergrößerung $\frac{d}{x}$, wo für d die Weite des deutlichen Sehens zu setzen ist.

Zwischen der Entfernung d des Bildes, der Entfernung x des Gegenstandes und der Brennweite besteht aber die Beziehung

$$\frac{1}{x} - \frac{1}{d} = \frac{1}{f}$$

und daraus folgt

$$x = \frac{d f}{d + f}$$

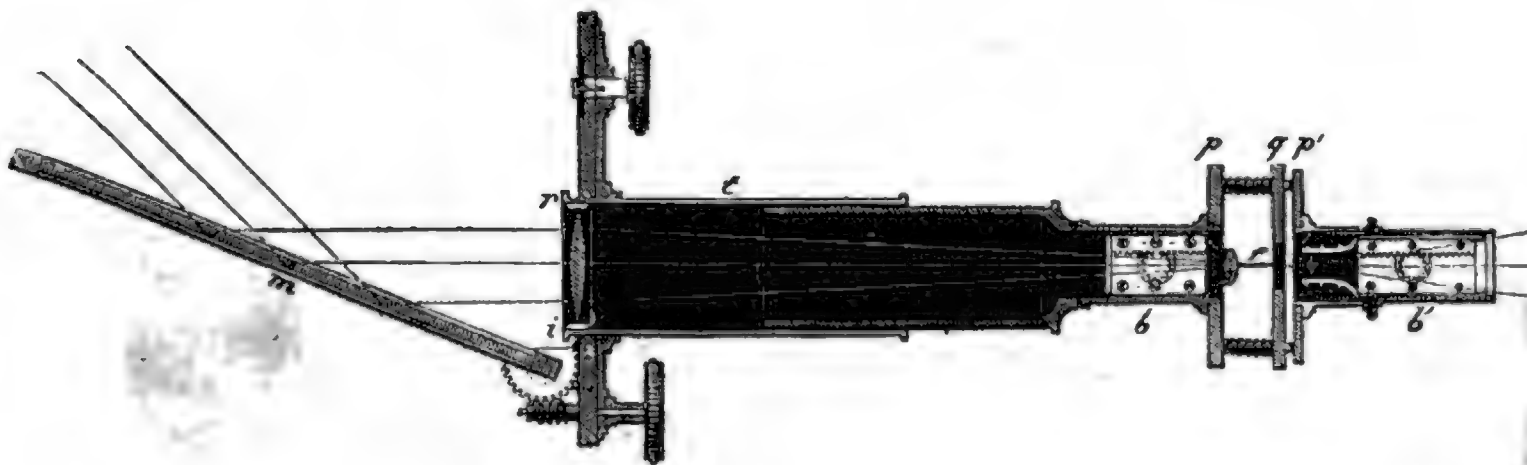
Setzt man diesen Werth von x in den Quotienten $\frac{d}{x}$, so erhält man für die Vergrößerung den Werth

$$\frac{d + f}{f}$$

Das heißt mit Worten, man findet die Vergrößerung durch die Lupe, wenn man zur Weite des deutlichen Sehens die Brennweite des Glases addirt und die erhaltene Summe durch die Brennweite dividirt. Wäre z. B. die Weite des deutlichen Sehens 10 Zoll, die Brennweite der Lupe 2 Zoll, so würde die Vergrößerung $\frac{12}{2} = 6$ seyn.

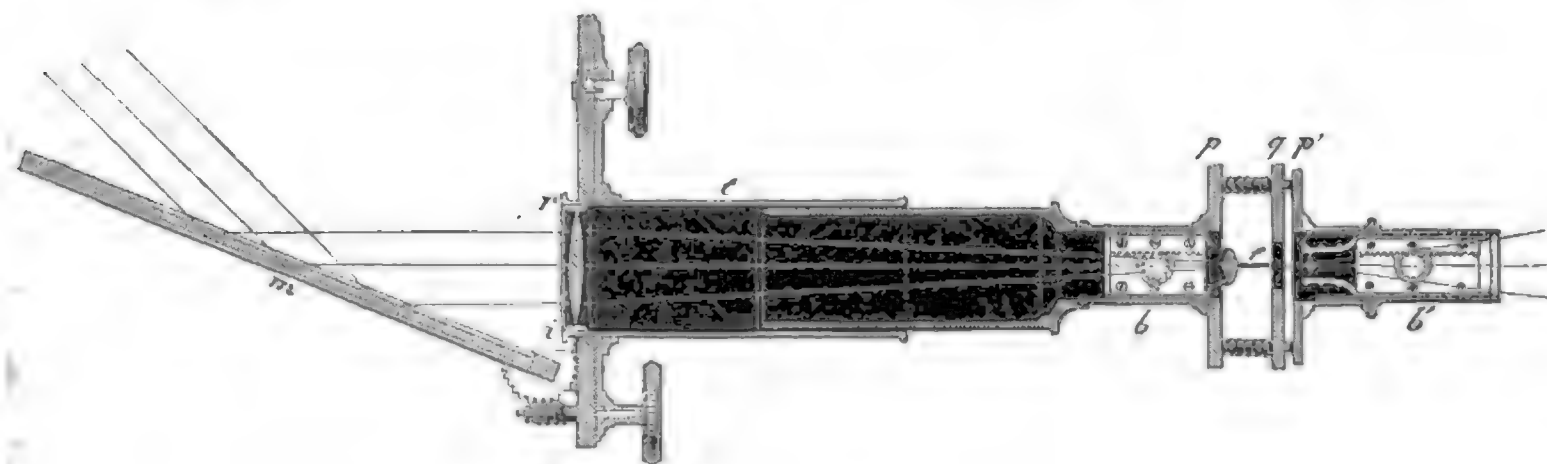
Der Quotient $\frac{d + f}{f}$ wird um so größer, je kleiner f ist; je kleiner also die Brennweite der Lupe ist, desto stärker vergrößert sie.

Das Sonnenmikroskop. Dieses Instrument, dessen Wirkung zu den 403 merkwürdigsten und instructivsten in der Optik gehört, besteht aus einem System von Gläsern, welche zur Erleuchtung der Objecte dienen, und aus einem System von Linsen von kurzer Brennweite, welche ein Sammelbild der Objecte geben. Fig. 774 stellt ein solches Sonnenmikroskop Fig. 774.



dar, wie sie von Chevalier mit großer Vollkommenheit ausgeführt werden.

Der Spiegel *m* reflectirt das Sonnenlicht nach der Röhre *t*, parallel mit Fig. 775.



der Ase derselben. Die Linse *z* *r* macht die Strahlen etwas convergirend, eine zweite Linse *f* vermehrt aber noch diese Convergenz, so daß die Strahlen in einem Brennpunkte vereinigt werden, welcher sich sehr nahe bei dem, dem Versuch zu unterwerfenden Object befindet. Damit dies nun jederzeit möglich sey, muß die Linse beweglich gemacht werden; die Bewegung wird durch ein Getriebe hervorgebracht, dessen Knopf sich außerhalb der Röhre befindet, und welches in eine kleine gezahnte Stange eingreift, welche an der Fassung der Linse *f* befestigt ist.

Die Adjustirung des Objects ist ein sehr wichtiger Punkt. Will man z. B. kleine Körper beobachten, welche sich in Flüssigkeiten befinden, wie Blutkugeln, Infusorien, kleine Kryställchen, die sich in der verdampfenden Auflösung bilden u. s. w., so reicht es hin, einen Tropfen der Flüssigkeit auf ein Glas mit parallelen Flächen zu setzen und dann diese Platte in den Apparat zu bringen, in dem man den Tropfen den Erleuchtungslinsen zukehrt. In anderen Fällen wird das Object nur zwischen zwei Glasplatten gebracht, in noch anderen Fällen endlich werden die Gegenstände in ein mit ebenen Glaswänden versehenes Gefäß gebracht, welches eine Flüssigkeit enthält; letzteres Verfahren wird z. B. angewandt, wenn man die Circulation des Blutes im Schwanz der Kaulquappe oder die Circulation der Kugeln der Chara beobachten will. Alle diese Gegenstände können nun leicht in dem Mikroskop mit Hilfe eines in Fig. 775 dargestellten Mechanismus befestigt werden; *p* und *p'* sind viereckige Platten von Messing, welche an ihren Ecken durch Stäbchen desselben Metalls verbunden sind. Um jedes Stäbchen geht eine spiralförmig gewundene Feder herum, welche eine dritte Platte *q* gegen die Platte *p'* drückt. Zwischen die Platten *q* und *p'* nun werden die Glasplatten mit den Objecten eingeschoben. Dieses ganze Sy-

stem von Platten ist nun noch um die Ase der Röhre t drehbar, so daß man den Gegenstand in verschiedene Lagen bringen kann, ohne dadurch das Bild zu stören.

Ist nun so das Object gehörig ajustirt und beleuchtet, so ist es leicht ein vergrößertes Bild davon zu erhalten. Dazu dient nämlich die achromatische Linse l , welche in der That die Objectivlinse ist. An der Fassung dieser Linse ist eine gezahnte Stange befestigt, in welche ein Getriebe eingreift, wodurch die Linse l nach Belieben verschoben werden kann. Man nähert oder entfernt nun die Linse von dem Gegenstand, bis man endlich ein scharfes helles Bild auf einer weißen Wand, einem Leintuch oder einem Papierschirm in einer Entfernung von 10, 15 bis 20 Fuß auffängt. Da hier ein wirkliches Bild entsteht, so versteht sich von selbst, daß das Object jenseits des Brennpunktes der Linse l sich befinden muß. Nach den für die Linsen mitgetheilten Formeln kann man leicht mit Genauigkeit ermitteln, wie weit sich das Object von der Linse befindet, wenn man die Brennweite der Linse und die Entfernung des Bildes kennt, und somit kann man auch leicht die Vergrößerung berechnen. Will man aber die Vergrößerung direct beobachten, so muß man als Object ein Glasmikrometer anwenden, dessen Theilung eine bekannte Größe hat, und dann die Größe der Abtheilungen in dem Bilde messen.

Man hat auch ähnliche Mikroskope construirt, in denen das Licht der Sonne durch künstliches Licht, etwa durch das Licht eines im Knallgasgebläse glühend gemachten Kalkstückchens (Drummond'sches Kalklicht), oder auch nur durch das Licht einer intensiv leuchtenden Lampe ersetzt ist. Die Vergrößerung muß um so geringer seyn, je weniger intensiv das beleuchtende Licht ist.

Die Zauberlaterne (laterna magica) beruht auf denselben Principien, nur sind die Gegenstände in größeren Dimensionen auf Glas gemalt und werden durch das Licht einer Lampe erleuchtet, die höchstens eine 15- bis 20fache Vergrößerung erlaubt.

Das zusammengesetzte Mikroskop. Die Principien, auf welchen die 404 Construction aller, wenn auch in ihrer sonstigen Einrichtung noch so sehr abweichenden Mikroskopen beruht, sind folgende:

1) Die Gegenstände, welche man dem Versuch unterwerfen will, befinden sich nahe bei einer Sammellinse b von kurzer Brennweite, und zwar etwas jenseits des Brennpunktes. Diese Linse, sie mag nun einfach oder zusammengesetzt, achromatisch oder nicht seyn, wird die Objectivlinse oder das Objectiv des Mikroskops genannt.

2) Die wirklichen und vergrößerten Bilder, welche von den Objecten durch das Objectiv entworfen werden, werden durch eine Sammellinse c betrachtet, welche hier als Lupe dient; diese zweite Linse, welche ebenfalls einfach oder

Beobachtung weit bequemer und weniger ermüdend, als es bei solchen Mikroskopen der Fall ist, in welche man in vertikaler Richtung von oben herunter sieht.

Wir wollen jetzt die einzelnen Theile dieses Mikroskopes näher betrachten.

Das Objectiv besteht entweder aus einer einzigen, oder aus zwei, oder aus drei achromatischen Linsen, deren Brennweite 8 bis 10 Millimeter beträgt. Man kann jede der drei mit den Zahlen 1, 2 und 3 bezeichneten Linsen für sich allein an die Röhre schrauben, oder die Linsen 1 und 2 zusammen, so aber, daß die Linse 1 zuerst an die Röhre, dann aber die Linse 2 auf die Fassung der Linse 1 angeschraubt wird. Wenn alle drei Linsen zusammen angewendet werden, so müssen sie gleichfalls in der Ordnung auf einander folgen, wie sie numerirt sind. Mit einer Linse 1 allein erhält man die geringste Vergrößerung, bei welcher auch der Gegenstand am weitesten von dem Objectiv entfernt ist; die Vergrößerung ist bedeutender, wenn die Linsen 2 und 3 allein angewandt werden, sie wächst noch mehr bei zwei Linsen und ist für die drei Linsen zusammen am stärksten; in diesem Fall muß aber der Gegenstand ganz nahe an das Objectiv gebracht werden.

Mit zunehmender Vergrößerung muß begreiflicher Weise die Helligkeit des Bildes abnehmen.

Für jede der verschiedenen Combinationen des Objectivs kann man eines der sechs Oculare anwenden, welche mit den Nummern 1, 2, 3, 4, 5 und 6 bezeichnet sind; die Oculare No. 5 und 6 sind einfache, am besten achromatische Linsen von ziemlich kurzer Brennweite, die übrigen Oculare aber sind aus zwei Collectivlinsen zusammengesetzt, die an den entgegengesetzten Enden eines Metallröhrchens befestigt sind; beide Gläser sind planconvex, und die gewölbte Seite ist dem Objectiv zugekehrt. Das erste, dem Objectiv zugekehrte Glas fängt die vom Objectiv kommenden Strahlen noch eher auf, als sie sich zum Bilde vereinigt haben; diese Linse rückt also das Bild selbst dem Objectiv etwas näher und macht es dadurch kleiner und schärfer; die zweite Linse der Ocularröhre dient als Lupe, um dieses Bild zu betrachten.

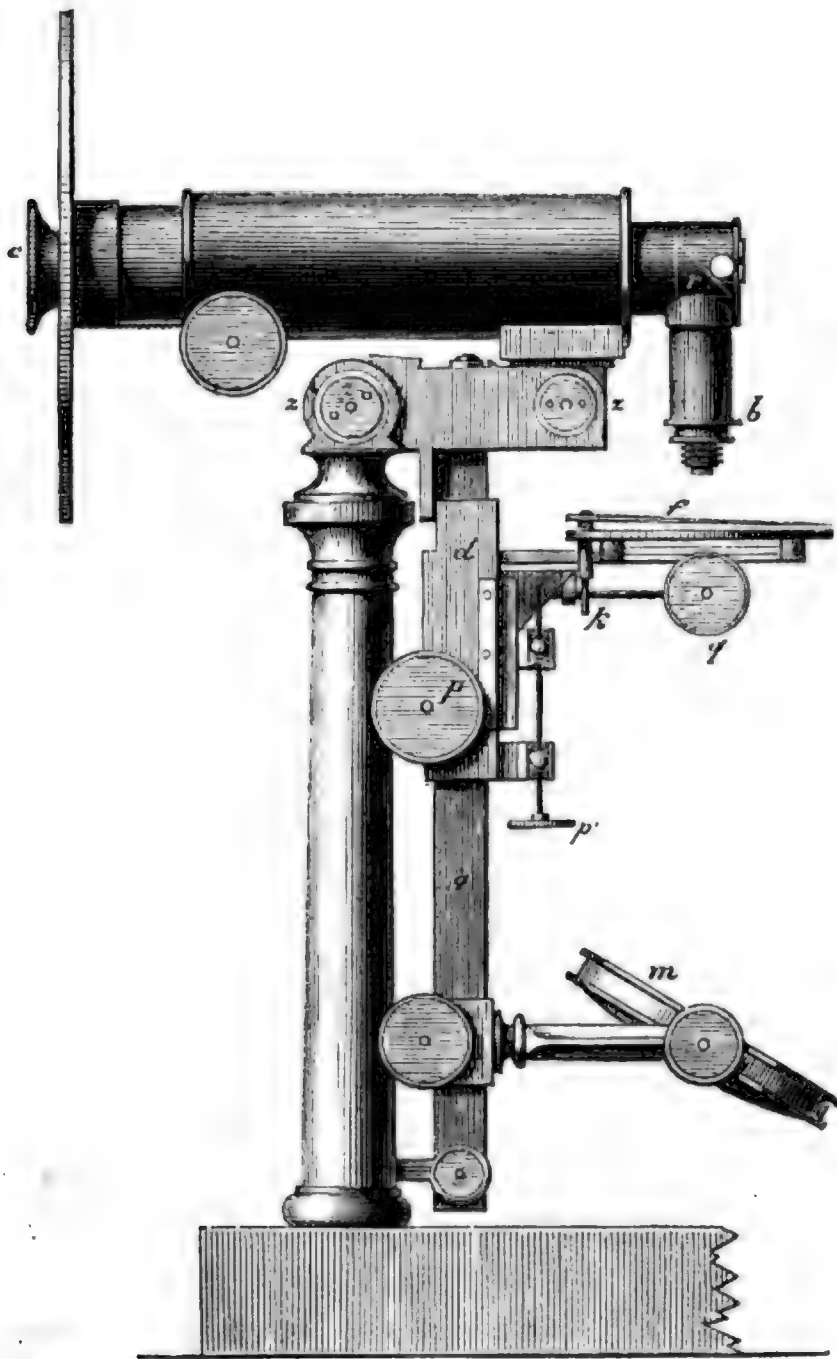
Der Hauptvorthail, den solche zusammengesetzten Oculare gewähren, besteht darin, daß der Fehler, welcher bei einer einfachen Ocularlinse durch die Farbenzerstreuung entstehen würde, durch diese Combination größtentheils aufgehoben wird.

Die Objecte werden auf ein durchbrochenes Tischchen *f* gelegt, dieses ist an einer Hülse *d* befestigt, welche den Metallstab *g* umfassend an demselben durch Umdrehung eines kleinen Zahnrades, welches mit Hülfe des Knopfes *p* umgedreht wird, auf und nieder geschoben werden kann. Dadurch ist man im Stande, die auf dem Tischchen liegenden Objecte in die

gehörige Entfernung vom Objectiv zu bringen. Die feinere Einstellung geschieht mit Hilfe der Stellschraube p' .

Die Stellschrauben k und q dienen, um das Tischchen mit den darauf befindlichen

Fig. 778.



Objecten rechts oder links, vorwärts oder rückwärts zu schieben, und so die Objecte genau unter den Mittelpunkt der Objectivlinse zu bringen.

Die durchsichtigen Gegenstände werden zwischen zwei Glasplatten gebracht und wo möglich mit einem Tropfen reinen Wassers befeuchtet, so daß sie ganz von dieser Flüssigkeit umgeben sind. Wenn man genöthigt ist, das Object nur auf eine

Glasplatte zu legen, so kann man zwar auch noch die Beobachtung anstellen, allein das Bild ist doch weniger klar.

Der Hohlspiegel m reflectirt das Licht des hellen Himmels, der Wolken, oder einer Flamme nach dem Gegenstande hin, so daß er durch das concentrirte Licht stark erleuchtet ist.

Undurchsichtige Gegenstände werden durch eine Sammellinse oder durch einen Hohlspiegel, oder auch durch beide zusammen von oben her erleuchtet.

Eines der besten Mittel, die vergrößernde Kraft eines Mikroskops zu be-

stimmen, besteht darin, daß man vor dem Ocular eine camera lucida anbringt, so daß man zu gleicher Zeit durch das Mikroskop eine Mikrometertheilung und in der camera lucida das Bild eines vertical über dem Ocular in passender Entfernung angebrachten Maßstabes sieht; das vergrößerte Bild der Mikrometertheilung und das Bild des Maßstabes fallen auf diese Weise über einander, und man kann leicht sehen, wie viel Abtheilungen der Mikrometertheilung auf eine Abtheilung des Maßstabes kommen.

Manchmal begnügt man sich damit, die wirkliche Größe der kleinen Objecte mit Hülfe der Mikrometerschrauben q und k zu bestimmen. Die Gänge dieser Schrauben sind sehr flach, so daß eine Umdrehung der Schraube das Tischchen mit dem Object nur sehr wenig weiter schiebt; außerdem aber sind noch die Köpfe dieser Schrauben eingetheilt, so daß man auch noch die Unterabtheilungen einer Umdrehung mit Genauigkeit bestimmen kann. Gesetzt nun, ein im Ocular angebrachter Mikrometerfaden berühre gerade die linke Seite des kleinen Gegenstandes, so kann man ihn durch Umdrehung der einen Mikrometerschraube unter dem Faden wegschieben, bis dieser auf der rechten Seite des kleinen Objectes tangirt; die Länge nun, um welche man den Gegenstand verschieben mußte, um ihn aus der einen Lage in die andere zu bringen, ist offenbar seinem Durchmesser gleich; diese Länge ist aber durch die Anzahl der Umdrehungen der Schraube gegeben, wenn man einmal die Höhe eines Schraubenganges kennt.

Wenn man will, kann man das Fig. 778 dargestellte Mikroskop auch vertikal stellen; man braucht nur das Prisma r heraus zu schrauben, das Röhrchen mit den Objectivlinsen in die Verlängerung der Röhre zu bringen und dann das Ganze um die Ase z zu drehen, bis die Röhre vertikal steht.

Bei den katoptrischen oder Spiegelmikroskopen ist die Objectivlinse durch einen kleinen Hohlspiegel ersetzt. Besonders ausgezeichnet ist Amici's katoptrisches Mikroskop; da jedoch diese Mikroskope weit seltener gebraucht werden als die dioptrischen, so ist wohl hier eine nähere Beschreibung dieser Instrumente nicht nöthig.

404 Das Spiegelteleskop. Teleskope nennt man alle Instrumente, welche dazu dienen, entfernte Gegenstände vergrößert zu zeigen. Sie bestehen aus einem Hohlspiegel oder einer Sammellinse, durch welche ein Bild der entfernten Gegenstände entsteht, welches durch ein einfaches oder zusammengesetztes Ocular betrachtet wird. Wird das Bild durch einen Hohlspiegel erzeugt, so nennt man das Instrument ein Spiegelteleskop. Das wesentlichste Stück desselben ist ein Hohlspiegel von Metall, welcher dem Gegenstande zugekehrt ist, und von welchem also nach den oben Seite 118 besprochenen Gesetzen ein verkehrtes Bild entsteht. Die verschiedenen Spiegelteleskope unterscheiden sich nur in der Art und Weise wie dieses Bild beobachtet wird.

Die Entfernung des Bildes ab vom Objectiv ist gleich der Brennweite f desselben, wenn der Gegenstand sehr weit entfernt ist; die Entfernung des Bildes ab vom Ocular ist aber nur unmerklich größer als die Zerstreuungsweite f' dieses Glases, und wir können also ohne merklichen Fehler die Entfernung des Bildes ab von o gleich f' setzen. Nun aber verhalten sich die Winkel bpa und boa sehr nahe umgekehrt wie diese Entfernungen, also

$$bpa : boa = f' : f,$$

oder

$$\frac{boa}{bpa} = \frac{f}{f'}.$$

Setzen wir den Winkel bpa , unter welchem der Gegenstand ohne Fernrohr erscheint, $= 1$, so ist der Winkel, unter welchem er in dem Fernrohr erscheint,

$$boa = \frac{f}{f'},$$

d. h. man findet die Vergrößerung, wenn man die Brennweite des Objectivs durch die Zerstreuungsweite des Oculars dividirt; die Vergrößerung ist also um so größer, je größer die Brennweite des Objectivs und je kleiner die Zerstreuungsweite des Oculars ist.

Die Entfernung der beiden Gläser ist offenbar sehr nahe gleich $f - f'$; wenn man also verschiedene Oculare mit demselben Objectiv verbindet, so wird die Entfernung der beiden Gläser um so größer seyn müssen, je kürzer die Zerstreuungsweite des Oculars, je stärker also die Vergrößerung ist.

Die bekannten Ploßli'schen Feldstecher sind solche galiläische Fernröhre; sie sind mit mehreren (3 bis 4) auf einer Drehscheibe befindlichen verschieden starken Hohlgläsern versehen, so daß man nach Belieben das eine oder das andere vor die Ocularöffnung bringen und so leicht mit der Stärke der Vergrößerung wechseln kann. Für die stärkeren Vergrößerungen muß das Fernrohr natürlich weiter ausgezogen seyn; eben so muß man auch bei Betrachtung näherer Gegenstände das Rohr weiter ausziehen, als wenn man sehr ferne Gegenstände betrachtet. Weil die Axen der aus dem Ocular kommenden Strahlenbündel divergiren, so haben diese Fernröhre bei etwas starker Vergrößerung nur ein kleines Gesichtsfeld. Die galiläischen Fernröhre können auch nur dann eine stärkere, etwa 20 bis 30fache Vergrößerung vertragen, wenn sie in hohem Grade vollkommen construirt sind.

Bei dem astronomischen Fernrohr kommt das Bild des Oculars wirklich zu Stande, und es wird durch eine einfache oder zusammengesetzte Lupe betrachtet, wie man es Fig. 783 sieht; ab ist das durch das Objectiv VW entworfene verkehrte Bild eines Gegenstandes, welches durch die Lupe XZ betrachtet in AB vergrößert erscheint.

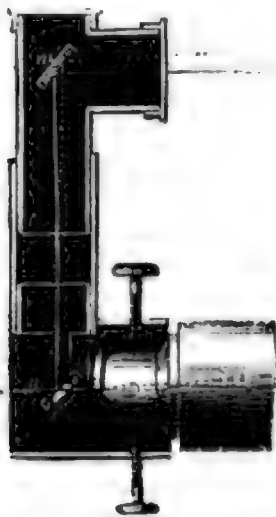
Die Vergrößerung eines solchen Fernrohrs ist leicht zu berechnen, wenn

an der Stelle, an welcher durch das Objectiv das Bild des zu betrachtenden Gegenstandes entsteht.

Beim Betrachten irdischer Gegenstände ist es unangenehm Alles verkehrt zu sehen, was bei astronomischen Beobachtungen, so wie auch bei Vermessungen gleichgültig ist. Um nun bei starker Vergrößerung die Gegenstände doch noch aufrecht sehen zu können, hat man nun das Ocular des astronomischen Fernrohrs durch eine Röhre ersetzt, welche in der Regel vier Converlinsen enthält, und so erhält man das Erdfernrohr. Die vier Linsen in der Ocularröhre bilden gewissermaßen ein nicht gar stark vergrößerndes zusammengesetztes Mikroskop, durch welches man das verkehrte Bild wieder verkehrt, also in aufrechter Stellung sieht. Die beiden vordern Gläser in der Ocularröhre bilden gewissermaßen das Objectiv dieses Mikroskops, die beiden anderen das Ocular.

Die Vergrößerung des galiläischen und des astronomischen Fernrohrs läßt sich, wie wir gesehen haben, aus der Brennweite der Gläser berechnen; da aber diese Brennweite selbst erst durch einen Versuch ermittelt werden muß, so ist es vorzuziehen, die Vergrößerung der Fernröhre unmittelbar durch den Versuch zu bestimmen. Ganz einfach geschieht dies auf folgende Weise: Man stelle in einiger Entfernung vom Fernrohr einen getheilten Stab, etwa eine Latte, wie man sie zum Feldmessen braucht, auf und betrachte denselben gleichzeitig mit dem einen Auge direct, mit dem andern durch das Fernrohr; man sieht auf diese Weise, wie viel Abtheilungen des mit bloßem Auge gesehenen Maßstabes auf eine durch das Fernrohr vergrößerte Abtheilung fallen, und erhält so unmittelbar den Werth der Vergrößerung. Man kann zu dem eben angegebenen Verfahren auch die Ziegelreihen eines Daches anwenden. Weil es einige Uebung erfordert, mit einem Auge durch das Fernrohr zu sehen, während man mit dem andern daneben her sieht, so möchte auch folgendes Verfahren sehr zu empfehlen seyn. In einer Entfernung von 50

Fig. 783 b.



bis 60 Meter stelle man einen getheilten Stab auf, dessen Abtheilungen abwechselnd weiß und schwarz sind; vor dem Ocular bringe man sodann einen kleinen Metallspiegel *m* an, welcher mit der Axe des Rohres einen Winkel von 45° macht und in der Mitte eine Oeffnung von 2 Millimeter Durchmesser hat, so daß man durch diese Oeffnung und das Fernrohr die Latte vergrößert sehen kann. Wenn nun ein zweiter Spiegel *m'* parallel mit dem ersten so angebracht ist, daß die von dem Gegenstande kommenden Strahlen durch denselben nach dem Spiegel *m* reflectirt werden, so sieht man in dem Spiegel *m* das

unvergrößerte und gleichzeitig durch die Oeffnung das vergrößerte Bild des getheilten Stabes, und kann danach leicht die Stärke der Vergrößerung bestimmen.

Die erste Erfindung des Fernrohrs ist einem Zufall zu danken. Die Kinder eines Brillenmachers in Middelburg spielten mit optischen Gläsern und brachten zufällig zwei in eine Röhre, in welcher der Vater die Gläser aufzubewahren pflegte, so zusammen, daß sie dadurch den Hahn auf dem Kirchthurme vergrößert erblickten; voller Verwunderung zeigten sie es auch ihrem Vater, welcher den Zufall zu benutzen wußte. Galiläi erhielt Nachricht von der in den Niederlanden gemachten Entdeckung, errieth die Combination der Gläser und construirte so das nach ihm genannte Fernrohr, mit welchem er auch die Trabanten des Jupiters entdeckte.

Der Erfinder des astronomischen Fernrohrs ist Kepler; wenn er es auch nicht selbst ausführte, so hat er doch die Construction desselben in seiner „Dioptrik“ bekannt gemacht. Fataha hat, ohne Kepler's Dioptrik zu kennen, ein aus zwei Sammellinsen gebildetes Fernrohr zuerst im Jahre 1625 construiert.

Gewöhnlich werden Picard und Huyghens als die Erfinder des Fadenkreuzes angegeben; doch soll nach Herschel diese Ehre einem englischen Astronomen Gascoigne zukommen, welcher zu Cromwell's Zeit in der Schlacht von Marston Moor einen frühen Tod fand. Da das Fadenkreuz an der Stelle ausgespannt ist, an welcher das durch das Objectiv erzeugte Sammelbild entsteht, so ist klar, daß man in dem Galiläi'schen Fernrohr kein Fadenkreuz anbringen kann, weil ja hier dieses Sammelbild gar nicht zur Entstehung kommt.

In früheren Zeiten waren die dioptrischen Fernröhre noch sehr unvollkommen, weil man noch keine achromatischen Objective in Anwendung bringen konnte; man ersetzte deshalb die Objectivlinse durch einen Hohlspiegel, und so entstanden die Spiegelteleskope.

Sechstes Kapitel.

Interferenz und Beugung des Lichts.

406 **Hypothesen über das Wesen des Lichts.** Indem wir bisher die allgemeinen Gesetze der Reflexion, der Brechung und der Zerlegung des Lichts besprachen, haben wir uns nur an die Erfahrung gehalten und haben dabei jede theoretische Ansicht über die Natur des Lichts ganz aus dem Spiele gelassen. Diese rein experimentelle Methode läßt sich nun bei den Beugungserscheinungen nicht mehr mit derselben Einfachheit anwenden,

weil es ganz unmöglich ist, die Gesetze derselben übersichtlich zu machen, ohne eine theoretische Ansicht über das Wesen des Lichts zu Hülfe zu nehmen. Wir wollen zunächst einige Worte über die beiden Hypothesen reden, welche von den Physikern in Beziehung auf das Wesen des Lichts aufgestellt worden sind. Diese Hypothesen sind unter dem Namen der Emissions- oder Emanationstheorie und der Vibrations- oder Undulationstheorie bekannt.

Die Emissionstheorie nimmt an, daß es eine eigenthümliche Lichtmaterie gebe, und daß ein leuchtender Körper nach allen Seiten hin Theilchen dieser feinen Materie mit so ungeheurer Geschwindigkeit aussende, daß ein solches Lichttheilchen in 8 Minuten und 13 Sekunden von der Sonne zur Erde gelangt. Diese Lichtmaterie muß man natürlich als äußerst fein und den Wirkungen der Schwere nicht unterworfen, also als inponderabel annehmen. Die Verschiedenheit der Farben rührt von einer Verschiedenheit in der Geschwindigkeit her; die Reflexion ist nach dieser Ansicht dem Abprallen elastischer Körper analog. Um nach dieser Theorie die Brechung zu erklären, müßte man annehmen: 1) daß sich in den durchsichtigen Körpern hinreichend große Zwischenräume befinden, um den Lichttheilchen den Durchgang zu gestatten, und 2) daß die wägbaren Moleküle auf die Lichttheilchen eine anziehende Kraft ausüben, welche, combinirt mit der einmal erlangten Geschwindigkeit der Lichttheilchen, ihre Ablenkung bewirkt.

Die Vibrationstheorie nimmt an, daß sich das Licht durch die Schwingungen der Theilchen eines unwägbaren Stoffes fortpflanzt, welcher den Namen Aether führt. Nach dieser Theorie ist das Licht etwas dem Schall Analoges; der Schall wird aber durch die Schwingungen der wägbaren Materie, das Licht durch die Schwingungen eines Aethers fortgepflanzt. Der Aether erfüllt den ganzen Weltraum, da das Licht alle Räume des Himmels durchdringt. Der Aether ist aber nicht bloß in den sonst leeren Räumen verbreitet, welche die Gestirne trennen, er durchdringt alle Körper und füllt die zwischen den wägbaren Atomen befindlichen Räume aus.

Wenn der Aether in dem ganzen Weltraume in Ruhe wäre, so würde überall vollkommene Finsterniß herrschen; an einer Stelle aber gleichsam erschüttert, pflanzen sich die Lichtwellen nach allen Seiten hin fort, wie sich die Schwingungen einer Saite in einer ruhigen Atmosphäre weithin verbreiten. Das Licht, welches erst durch eine Bewegung entsteht, ist also wohl von dem Aether selbst zu unterscheiden, wie die Vibrationsbewegung, welche den Schall hervorbringt, von den oscillirenden Theilchen der wägbaren Materie unterschieden wird.

Lange Zeit hindurch zählten beide Theorien Anhänger unter den Physikern. Newton hatte die Emanationstheorie aufgestellt, Huyghens ist

als Schöpfer der Undulationstheorie zu betrachten, die auch Euler vertheidigte; doch erst in neueren Zeiten haben besonders Young's und Fresnel's Arbeiten der Undulationstheorie einen so entschiedenen Sieg verschafft, daß die Emanationstheorie jetzt allgemein als unhaltbar verlassen ist.

Die wichtigste Stütze für die Vibrationstheorie liefern die sogenannten Interferenzerscheinungen, die wir sogleich näher betrachten werden. Die erste hierhergehörige Thatsache wurde von dem Jesuiten Grimaldi beobachtet und in seiner »physico-mathesis de lumine, coloribus et iride. Bologna 1665.« beschrieben. Er beobachtete, daß, wenn man durch eine feine Oeffnung einen Sonnenstrahl in ein dunkles Zimmer eindringen läßt, und diesem Strahl einen schmalen Körper aussetzt, alsdann der Schatten dieses Körpers breiter ist, als man nach dem geradlinigen Fortgang der Lichtstrahlen erwarten sollte; ebenso fand er, daß, wenn man die durch die feine Oeffnung eindringenden Strahlen auf einer weißen Fläche auffängt, der erleuchtete Raum größer ist, als ihn, bei Voraussetzung geradliniger Fortpflanzung des Lichts, die geometrische Construction giebt; er beobachtete auch farbige Säume, sowohl im Schatten des schmalen Körpers als auch am Umfange des erleuchteten Fleckes, und schrieb diese Erscheinungen einer Ablenkung von dem geradlinigen Wege zu, welche die Lichtstrahlen erleiden, wenn sie an den Rändern undurchsichtiger Körper vorübergehen. Diese Ablenkung nannte er *Diffraction*, später wurde sie auch *Beugung* und *Inflexion* genannt.

Diese Versuche sind jedoch für die Vibrationstheorie nicht so direct beweisend wie der folgende: Grimaldi ließ die Sonnenstrahlen durch zwei feine nahe bei einander stehende Oeffnungen in das dunkle Zimmer eintreten und fing sie auf einem Papierblatte in einer solchen Entfernung auf, daß die von den beiden Oeffnungen herrührenden hellen Kreise theilweise über einander fielen. Die durch das Licht beider Oeffnungen erleuchtete Stelle war allerdings heller als die Stellen, welche nur von einer Oeffnung Licht empfingen, doch fand er an den Gränzen dieses stärker erleuchteten Raumes dunkle Streifen an solchen Stellen des Schirmes, welche offenbar Licht von beiden Oeffnungen empfingen, und dennoch waren diese Streifen dunkler als diejenigen Stellen des Papierschirms, welche nur von einer Oeffnung beleuchtet waren. In der That verschwanden diese dunklen Linien, sobald die eine Oeffnung zugehalten wurde, so daß nur durch die andere das Licht einfallen konnte. Grimaldi schloß aus dieser Erscheinung, daß ein erleuchteter Körper dunkler werden kann, wenn neues Licht zu dem hinzukommt, welches ihn schon erleuchtet, und suchte diese sonderbare Erscheinung durch Annahme von Lichtwellen zu erklären.

Während Grimaldi's Beugungsversuche vielfach wiederholt und abge-

ändert wurden, während man eifrig bemüht war, die Gesetze der Inflexion durch genaue Messungen zu ermitteln, ließ man die von Grimaldi ausgesprochene Idee, daß Dunkelheit durch das Zusammenwirken zweier Lichtstrahlen entstehen könne, ganz unbeachtet, man übersah gerade die Erscheinung, welche den Schlüssel zur Erklärung der Beugungsphänomene hätte geben können. Erst Young nahm diesen Gegenstand wieder auf; er beobachtete die hellen und dunkeln Streifen, welche hinter einem schmalen Körper entstehen, wenn man sie den von einem leuchtenden Punkte oder einer schmalen Lichtlinie ausgehenden Strahlen aussetzt, und fand, daß diese Streifen alsbald verschwinden, sobald das Licht an der einen Seite des schmalen Körpers vorbeizugehen hindert. Young hatte also durch diesen Versuch ebenfalls dargethan, daß zwei Lichtstrahlen, die sehr nahe nach einerlei Richtung fortgehen, bei ihrem Zusammentreffen nicht immer zur Verstärkung der Erleuchtung beitragen, sondern daß sie sich unter Umständen verstärken oder ihre Wirkung gegenseitig vernichten können. Diese gegenseitige Einwirkung der Lichtstrahlen bezeichnete Young mit dem Namen der Interferenz.

Solche Interferenzen lassen sich nun nach der Emanationstheorie durchaus nicht erklären. Young aber zeigte, daß der Weg, welchen die Lichtstrahlen durchlaufen, um von der Lichtquelle zu einem Punkte hinter dem schmalen Körper zu gelangen, der nicht gerade in der Mitte des geometrischen Schattens liegt, ungleich ist, je nach dem sie auf der einen oder andern Seite des schmalen Körpers vorbeigehen; wenn sich also das Licht durch eine Wellenbewegung fortpflanzt, so begreift man sehr wohl, wie die beiden Lichtstrahlen, welche in einem Punkte hinter dem schattengebenden Körper zusammentreffen, hier je nach der Differenz der durchlaufenen Wege bald mit gleichen, bald mit entgegengesetzten Schwingungszuständen ankommen, sich also gegenseitig verstärken oder aufheben können.

Fresnel's Spiegelversuch. Young's Interferenzversuch spricht ent-407scheidend für die Undulationstheorie; man könnte dagegen nur noch etwa einwenden, daß die ganze Erscheinung durch die Beugung des Lichts hervorgebracht wurde, deren Wesen selbst noch nicht gehörig erkannt worden war. Wollte man die Beugung des Lichts und alle damit zusammenhängenden Erscheinungen durch das Princip der Interferenzen erklären, so war zu wünschen, solche Interferenzen auch ohne Beugung hervorzubringen. Fresnel, der durch seine klassischen Arbeiten die Undulationstheorie vollkommen begründete, löste diese Aufgabe auf folgende Weise.

Zwei Metallspiegel sind neben einander so aufgestellt, daß die Ebenen beider vertikal sind, daß sie also in einer vertikalen Linie zusammenstoßen; der Winkel, den die beiden Spiegelebenen mit einander machen, muß sehr stumpf seyn, er darf nur wenig kleiner seyn als 180° . Die Fig. 784 stellt

fast 3^{cm} breit ist. Diese beiden Spiegel müssen auf dem mittleren Wachsstück zusammenstoßen. Wenn man nun hier, wo beide Spiegel an einander gränzen, dieselben etwas stärker auf das Wachs aufdrückt als an den Enden, so kann man es leicht dahin bringen, daß die Ebenen der beiden Spiegel einen sehr stumpfen Winkel mit einander machen. Ganz besonders kommt es darauf an, daß da, wo die beiden Spiegel zusammenstoßen, keiner über den andern auch nur im Mindesten vorstehe, wovon man sich durch das Gefühl der Fingerspitzen überzeugen kann; man darf hier nicht die mindeste Unterbrechung fühlen, wenn man mit dem Finger (nicht mit dem Nagel) über diese Stelle hinfährt. Die Spiegel müssen natürlich auf der Rückseite geschwärzt seyn.

Was den Winkel betrifft, den die Spiegel mit einander machen sollen, so muß er so groß seyn, daß die beiden Bilder einer ungefähr 8 bis 10 Schritte entfernten Kerzenflamme nur um den Durchmesser dieser Kerzenflamme von einander getrennt erscheinen; wird der Winkel noch größer, so daß die beiden Bilder noch näher rücken, so wird die Interferenzerscheinung noch deutlicher.

Fig. 786.

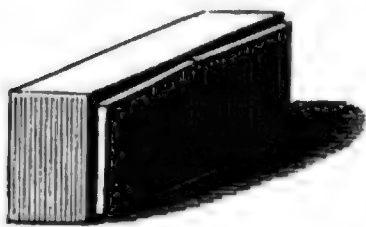


Fig. 787.



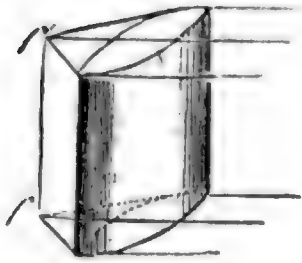
Fig. 786 stellt ein Paar auf diese Weise hergerichteter Interferenzspiegel dar.

Pouillet ersetzte die Interferenzspiegel durch ein Interferenzprisma, welches Fig. 787 im Durchschnitte dargestellt ist. Die beiden Facetten *a* und *b* machen einen sehr stumpfen Winkel mit einander, so daß die von einem leuchtenden Punkte hinter dem Prisma ausgehenden Strahlen nach dem Durchgang durch dasselbe so fortgehen, als ob sie von den zwei nahe bei einander liegenden Punkten ausgegangen wären; die durch die eine Facette gegangenen Strahlen werden also

mit den von der andern Facette herkommenden gerade so unter einem sehr spitzen Winkel zusammentreffen, wie dies auch bei den Interferenzspiegeln der Fall ist.

Zum leuchtenden Gegenstand wendet man am besten eine feine Lichtlinie an; man kann sich dieselbe auf mancherlei Art verschaffen; entweder bringt man in dem Laden eines dunkeln Zimmers einen ungefähr 1^{mm} breiten vertikal stehenden Spalt an, durch welchen die von einem vor den Laden angebrachten Spiegel reflectirten Strahlen in horizontaler Richtung eintreten, oder man setzt einen solchen Spalt vor die Flamme einer argandischen Lampe, ja es reicht eine hell brennende Kerzenflamme ohne allen Schirm schon hin, wenn man dieselbe wenigstens in einer Entfernung von 10 bis 12 Schritten von den Spiegeln oder dem Interferenzprisma aufstellt.

Fresnel erzeugte die feine Lichtlinie durch eine Cylinderlinse; eine solche Linse, Fig. 788, ist durch zwei Cylindersegmente gebildet, während eine gewöhnliche Linse durch zwei Kugelsegmente gebildet wird; dem Brennpunkte der gewöhnlichen Linse entspricht bei diesen eine Brennnlinie $f f'$. Diese Brennnlinie bildet den leuchtenden Streifen.



Auch der Lichtstreif auf einem in der Sonne liegenden glänzenden Metallstäbchen oder einem innen geschwärzten Glasröhrchen kann sehr gut zu diesem Interferenzversuch angewandt werden.

Selbst wenn die Lichtquelle keine Lichtlinie, sondern nur ein leuchtender Punkt ist, lassen sich die Interferenzstreifen noch sehr gut zeigen; einen leuchtenden Punkt erhält man, wenn man statt des Schirmes mit dem Spalt einen Schirm mit einer kleinen runden Oeffnung von 1 bis 2 Millimeter Durchmesser vor den Spiegel, welcher die Sonnenstrahlen reflectirt, oder vor die Lampenflammen setzt. Ferner ist zu diesem und zu vielen der folgenden Versuche ein sehr brauchbarer Lichtpunkt das Sonnenbildchen im Focus einer gewöhnlichen Linse von kurzer Brennweite; dann das Sonnenbildchen auf einer Metallkugel, einem Metallknopf, einer etwas großen Thermometerkugel, einem innen geschwärzten Uhrglase u. s. w.

Fig. 789 zeigt die Anordnung des Versuchs für die Interferenzspiegel:

Fig. 789.

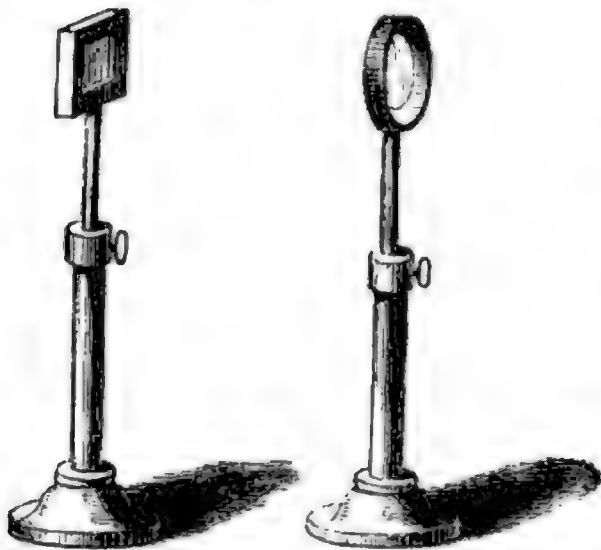


l ist die Lichtquelle, s sind die Spiegel, o ist die Lupe, durch welche man die Streifen beobachtet, denn sie sind doch meistens zu fein, um mit bloßem Auge wahrgenommen werden zu können.

Es versteht sich von selbst, daß sich die Lichtquelle, die Spiegel und das Auge in einer Horizontalebene befinden müssen.

Will man die Interferenzstreifen mit dem Prisma beobachten, so befestigt man am besten das Interferenzprisma mit seiner Fassung auf einem Stativ und stellt dahinter die Lupe in einer Entfernung von 2 bis 3 Decimeter auf, wie man Fig. 790 a. f. S. sieht; die Lichtquelle, die Mitte des Prisma's und die Axe der Lupe müssen in einer geraden Linie liegen.

Fig. 790.



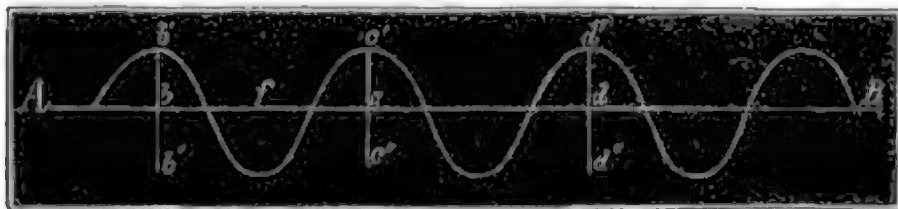
Bringt man vor das Auge ein ziemlich homogenes, etwa ein rothes Glas, so sieht man nur abwechselnd helle und dunkle Streifen, wendet man dagegen kein homogenes, sondern nur weißes Licht an, so erscheinen die Streifen mit verschiedenen Farben gesäumt.

Wir wollen jetzt sehen, wie die Undulationstheorie diese Erscheinung zu erklären im Stande ist.

Elemente der Vibrations- 408
theorie. Die Theilchen eines leuchtenden Körpers vibriren auf ähnliche

Weise, wie dies bei den schallenden Körpern der Fall ist, nur sind die Lichtvibrationen ungleich schneller als die Schallschwingungen, dann aber werden sie auch nicht durch die wägbare Materie selbst, sondern durch den Lichtäther fortgepflanzt.

Wenn sich ein Lichtstrahl in der Richtung von *A* nach *B*, Fig. 791, Fig. 791.



verbreitet, so vibriren alle Aethertheilchen, welche im Zustande des Gleichgewichts auf der geraden Linie *A B* liegen würden, in Richtungen, welche rechtwinklig auf *A B* stehen, ungefähr so, wie die Theile eines gespannten Seiles schwingen, wenn man an dem einen Ende einen kräftigen Schlag gegen dasselbe geführt hat. Die Kurve in Fig. 791 stellt die gegenseitige Stellung der vibrirenden Moleküle in einem bestimmten Momente der Bewegung dar.

Betrachten wir die Schwingungen eines Aethermoleküls etwas genauer. Das Theilchen, dessen Gleichgewichtslage in *b* ist, vibriert beständig zwischen den Punkten *b'* und *b''*. In *b'* ist seine Geschwindigkeit Null, je mehr sich aber das Theilchen der Gleichgewichtslage nähert, desto mehr wächst seine Geschwindigkeit, welche ihr Maximum in dem Momente erreicht, in welchem das Molekül die Gleichgewichtslage passirt; von nun an nimmt die Geschwindigkeit wieder ab, bis sie endlich in *b''* wieder Null wird, worauf dann die Bewegung nach entgegengesetzter Richtung beginnt.

während in allen Stellen, in welchen sich ein ausgezogener und ein punktirter Kreis schneiden, gar keine Vibrationen stattfinden, also Dunkelheit herrscht.

Fresnel hat mit der größten Genauigkeit die Breite der Streifen, d. h. die Entfernung eines dunklen Streifens vom andern, den Winkel, den die Spiegel mit einander machen, und die Entfernung der Lichtquelle gemessen, und konnte auf diese Weise zeigen, daß in der That die Strahlen, welche, von f ausgehend, durch den Spiegel $c m$ nach b , nach s' , b' , s'' u. s. w. gelangen, ungleiche Wege zurückgelegt haben, daß die Differenz dieser Wege gleich ist, daß also $p b - p s' = p s' - p b'' = p b'' - p s'''$ u. s. w.

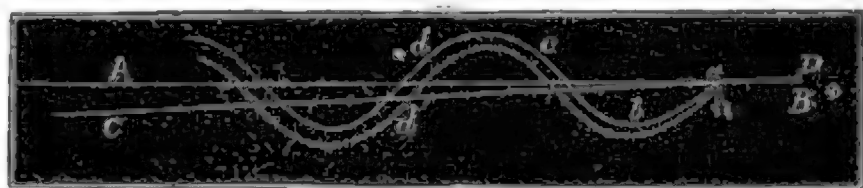
Diese Differenz, welche sich aus den Messungen berechnen läßt, ist aber nichts anderes als die halbe Wellenlänge.

Betrachtet man die Streifen durch ein rothes Glas, so sind sie breiter, als wenn man ein grünes anwendet, daraus folgt aber, daß die Wellenlänge für die rothen Strahlen größer ist als für die grünen. Ueberhaupt sind die Wellenlängen der farbigen Strahlen um so kürzer, je brechbarer diese Strahlen sind. Da die hellen und dunklen Streifen für die verschiedenfarbigen Strahlen nicht genau an dieselben Stellen fallen, so können die Streifen bei Anwendung von weißem Licht auch nicht rein weiß und schwarz erscheinen, sondern sie müssen farbige Säume zeigen, die um so deutlicher werden, je breiter überhaupt die Streifen sind. Nähere Auskunft über diese farbigen Säume findet man weiter unten.

Durch den Fresnel'schen Spiegelversuch ist also das Princip der Interferenzen begründet. Dieses Princip ist für die physikalische Theorie des Lichts von der größten Wichtigkeit, wir wollen deshalb versuchen, dasselbe durch Zeichnungen möglichst anschaulich zu machen.

In Fig. 796 mögen die Linien $A B$ und $C D$ zwei elementare Licht-

Fig. 796.



strahlen darstellen, welche, von einer Lichtquelle ausgehend, auf verschiedenen Wegen zu dem Punkte a gelangen und sich hier unter einem sehr spitzen Winkel schneiden. Wenn der Weg, welchen der Lichtstrahl $C D$ von der Lichtquelle an bis zu dem Punkte a zurückgelegt hat, gerade eben so groß oder um 1, 2, 3 u. s. w. ganze Wellenlängen größer ist als die Länge von der Lichtquelle bis zum Punkte a auf dem Wege des andern Strahls, so werden die beiden Strahlen in a in der Weise zusammenwirken, wie es die Fig. 796 darstellt.

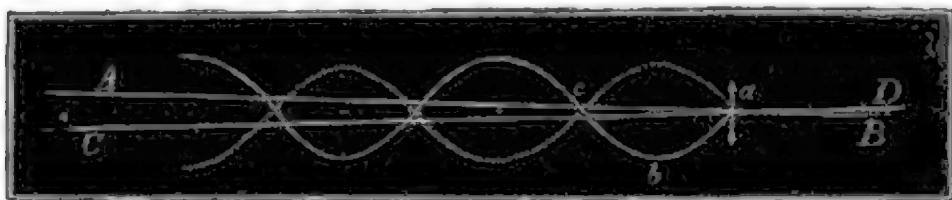
Die Wellenlinie $a b c d$ u. s. w. stellt für irgend einen Moment die gegenseitige Lage der Aethertheilchen dar, welche den Strahl in der Richtung $A B$ fortpflanzen. Das Theilchen b hat eben seine äußerste Stellung unterhalb $A B$ erreicht, das Theilchen a passirt eben die Gleichgewichtslage in der Richtung, welche der kleine Pfeil andeutet.

Die punktirte Wellenlinie zeigt uns den gleichzeitigen Oscillationszustand der Aethertheilchen, welche den Lichtstrahl $C D$ fortpflanzen. Wenn beide Strahlen von der Lichtquelle bis zum Punkte a gleiche Wege durchlaufen haben, so wird das Theilchen a gleichzeitig durch die Vibrationen beider Strahlen auf dieselbe Weise afficirt werden; in dem durch unsre Zeichnung dargestellten Moment wird das Theilchen a durch das zweite Wellensystem ebenfalls nach unten getrieben, die Vibrationsintensität ist also doppelt so groß, als wenn seine Bewegung nur durch die Vibrationen des einen Lichtstrahls bedingt wäre.

In derselben Weise müssen sich auch die Vibrationen zweier Lichtstrahlen unterstützen, welche in einem Punkte zusammentreffen und die in ihrem Gange um irgend ein Vielfaches einer ganzen Wellenlänge von einander abweichen.

Die Fig. 797 versinnlicht das Zusammenwirken zweier Strahlen, von

Fig. 797.



denen der eine dem andern um eine halbe oder irgend ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge vorausgeeilt ist. Durch die Vibrationen des einen Strahls (die ihm entsprechende Wellenlinie ist ausgezogen, während die dem andern Strahl entsprechende punktirt ist) wird das Theilchen a in demselben Augenblick nach oben getrieben, in welchem die Vibrationen des andern Strahls dasselbe mit gleicher Kraft abwärts zu bewegen streben, die beiden entgegengesetzten Kräfte heben sich also auf, das Theilchen a bleibt in Ruhe.

Wir haben bisher nur diejenigen Fälle betrachtet, in welchen der Gangunterschied der interferirenden Strahlen ein Vielfaches einer ganzen Wellenlänge oder ein ungerades Vielfaches einer halben Wellenlänge beträgt. Wenn der Gangunterschied zwischen diese Gränzen fällt, so wird durch die Interferenz der beiden Strahlen auch eine Wirkung hervorgebracht, welche zwischen den Wirkungen der besprochenen Gränzfälle liegt, d. h. es wird keine vollkommene Vernichtung der Vibrationen, aber auch keine Verdoppelung der Vibrationsintensität eintreten können. Die wirklich hervorgebrachte

fläche erreichen, deren Radius $m' o'$ gleich $n' k$ ist, während die obere Welle von n' nach k geht. Auf dieselbe Weise werden nun von allen zwischen m und k liegenden Punkten elementare Kugelwellen ausgehen, und eine Fläche, welche alle diese elementaren Kugelwellen gleichzeitig berührt, ist die reflectirte Welle.

Da sich nun $m o$ und $m' o'$ verhalten wie $m k$ und $m' k$, so ist klar, daß die Fläche, welche alle entsprechenden elementaren Kugelflächen berührt, eben ist. Diese reflectirte Welle schreitet nun parallel mit sich selbst fort, und die Richtung der Lichtstrahlen, welche sie erzeugt, ist rechtwinklig auf $o k$; das reflectirte Lichtbündel wird durch die elementaren Strahlen $m l$, $m' s$, $k r$ und die dazwischen liegenden gebildet, welche sich gegenseitig unterstützen, also einen wirksamen Lichtstrahl bilden, weil die entsprechenden Aethertheilchen, wie l , s und r sich stets in gleichen Schwingungszuständen befinden.

Das Dreieck $m n k$ ist dem Dreieck $m o k$ gleich, denn $m n$ ist beiden gemeinschaftlich, $n k = m o$ und der Winkel bei o gleich dem bei n , denn beide sind rechte; daraus folgt nun aber, daß der Winkel $n k m$ gleich ist dem Winkel $o m k$, d. h. daß die einfallenden und reflectirten Strahlen gleiche Winkel mit der spiegelnden Ebene machen. Das Spiegelungsgesetz ergibt sich also als eine nothwendige Folge aus der Undulationstheorie.

Das Brechungsgesetz läßt sich auf ganz ähnliche Weise ableiten. Es sey in einem bestimmten Moment $m n$ die Lage der einfallenden ebenen

Fig. 799.



Welle; in demselben Moment, in welchem die ebene Welle in n ankommt, wird m der Mittelpunkt eines sphärischen Wellensystems, welches sich auch in dem andern Mittel verbreitet; weil aber die Elasticität des Aethers in diesem zweiten Mittel eine andere ist als in dem Mittel, in welchem sich die Lichtstrahlen bis dahin bewegten, so pflanzen sich die Licht-

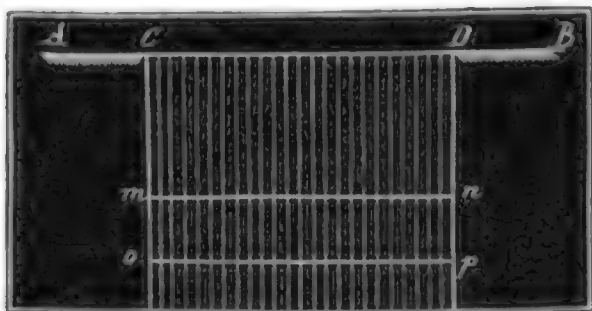
wellen in beiden Mitteln auch nicht mit gleicher Geschwindigkeit fort; während sich die ebene Welle von n bis k fortbewegt, gelangt die von m ausgehende entsprechende Elementarwelle bis zu der Oberfläche einer Kugel, deren Radius $m o$ kleiner ist als $n k$, wenn das zweite Mittel stärker brechend ist als das erste. Die einfallende ebene Welle kommt auch gleichzeitig in m' und n' an, und während sie von n' bis k fortgeht, verbreitet sich die entsprechende elementare Welle von m' bis zu der Oberfläche einer Kugel, deren Halbmesser $m' o'$ sich zu $m o$ verhält wie $n' k$ zu $n k$. Alle die von

Wenn man eine enge Deffnung dicht vor das Auge hält, welches wir als fernsichtig annehmen wollen, so werden alle Strahlen, welche von den verschiedenen Punkten der Deffnung $C D$ einander parallel ausgehen, in einem Punkte der Netzhaut vereinigt; wir haben also zu untersuchen, unter welchen Umständen alle Elementarstrahlen eines solchen parallelen Strahlenbündels sich gegenseitig vernichten oder unterstützen werden. Auch wenn die Deffnung vor dem Objectiv eines Fernrohrs angebracht ist, werden alle diejenigen Strahlen zur Interferenz kommen, welche als parallele Strahlenbündel von der Deffnung auf das Objectiv fallen, denn alle Strahlen eines solchen Bündels werden in der Brennweite des Objectivs in einem Punkte vereinigt; die sich hier bildende Erscheinung wird dann durch das Ocular betrachtet.

Wenn man die Beugungsercheinung auf einem Schirme auffängt, so kommen an jeder Stelle dieses Schirmes solche Strahlen zur Interferenz, welche von den verschiedenen Punkten der Deffnung nach einem Punkte des Schirmes convergiren; die Convergenz der interferirenden Strahlen nimmt aber natürlich um so mehr ab, je weiter der Schirm von der Deffnung entfernt wird; die Erscheinung, wie man sie mit bloßem Auge oder mit dem Fernrohr wahrnimmt, entspricht also dem Falle, daß der Schirm im Vergleich zur Größe der Deffnung sehr weit von derselben entfernt ist. Die folgenden Erklärungen beziehen sich auch nur auf diesen Fall.

Betrachten wir zuerst ein solches Strahlenbündel, welches sich rechtwinklig zu $C D$, also in der Richtung der einfallenden Strahlen auch jenseits der Deffnung, fortpflanzt, wie dies in Fig. 807 der Fall ist. Da alle Aether-

Fig. 807.



theilchen in $C D$ sich in gleichen Schwingungszuständen befinden, so wird dies auch für alle Aethertheilchen der Fall seyn, welche auf einer Linie $m n, o p$ u. s. w. liegen, die auf der Richtung der Strahlen rechtwinklig steht; die Strahlen dieses Bündels werden also, in unendlicher Entfernung zusammentreffend, sich gegenseitig unterstützen; ebenso wer-

den die Strahlen dieses Bündels bei ihrer Vereinigung in einem Punkte der Netzhaut oder in der Brennweite des Objectivs eine Vibrationsintensität erzeugen, welche der Summe der Vibrationsintensitäten aller elementaren Strahlen gleich ist.

Ein so vollständiges Zusammenwirken findet für kein anderes von $C D$ ausgehendes Strahlenbündel Statt.

Wenn das von der Deffnung $C D$, Fig. 808, ausgehende Strahlen-

4ten u. s. w. dunklen Streifens $2n$, $3n$, $4n$ u. s. w., also der Zwischenraum zwischen je zwei dunklen Streifen stets gleich n ; die Entfernung des ersten dunklen Streifens auf der linken Seite von dem ersten auf der rechten ist dagegen gleich $2n$, da ja die Entfernung eines jeden von der Mitte des Bildes gleich n ist.

Zwischen je zwei dunklen Streifen liegen die hellen Stellen des Bildes. Alle Seitenspectra sind gleich breit, weil ja die sie begrenzenden dunklen Streifen in gleichen Abständen auf einander folgen, nur das Mittelbild ist doppelt so breit als alle übrigen.

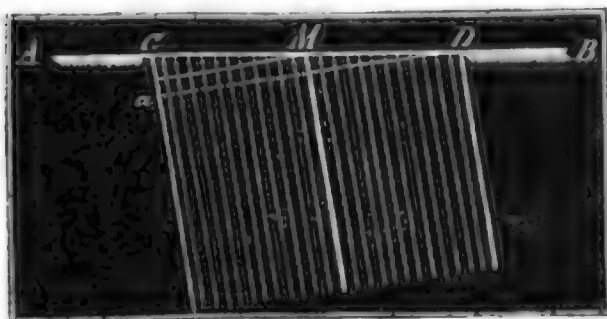
Wenn man die beugende Spalte vor das Objectiv des Fernrohrs eines Theodolithen bringt, welcher die Winkel noch bis auf eine Secunde angiebt, so kann man leicht die Winkelabstände der dunklen Streifen von der Mitte des Bildes messen; man stellt zu diesem Zweck das Fernrohr zuerst so, daß der vertikale Faden des Fadekreuzes genau durch die Mitte des Beugungsbildes geht, und dreht es alsdann aus dieser Lage heraus, bis der erste, der zweite, der dritte u. s. w. dunkle Streifen mit jenem Faden zusammenfällt; die Winkelwerthe der Drehung werden am Nonius des horizontalen Theilkreises des Theodolithen abgelesen. Sch w e r d fand für eine Spalte, welche 1,353 Millimeter breit war, auf die angegebene Weise folgende Winkelabstände der dunklen Streifen von der Mitte des Bildes:

Für den 1sten dunklen Streifen	1' 41"
" " 2ten " "	3' 18"
" " 3ten " "	4' 55"
" " 4ten " "	6' 27"

In der That ist der für den 2ten, 3ten, 4ten dunklen Streifen gefundene Winkelabstand nahe 2, 3, 4mal so groß als der Winkelabstand des ersten dunklen Streifens von der Mitte des Bildes. Als Mittel erhält man aus diesen Messungen für den Winkelabstand zweier auf einander folgenden dunklen Streifen den Werth 1' 38,1".

Aus diesen Messungen kann man nun sehr leicht die Länge einer Lichtwelle berechnen. Wenn Fig. 813 das gebeugte Strahlenbündel vorstellt,

Fig. 813.



welches dem ersten dunklen Streifen entspricht, so muß die Entfernung $C a$ einer Wellenlänge gleich seyn; diese Länge läßt sich aber leicht berechnen, da ja die Länge $C D = 1,353^m$ und die Größe des Ablenkungswinkels $C D a = 1' 38''$ bekannt ist; es ist nämlich $C a = C D \times \sin. C D a = 1,353 \cdot \sin. 1' 38'' = 0,000643$.

Spalten parallel ist, so beobachtet man bei Anwendung von homogenem Lichte, etwa wenn man durch ein hinlänglich homogenes Glas sieht, in der Mitte, Fig. 824, das schmale Bild der Lichtlinie, und zu beiden Seiten bei r, r', r'' u. s. w. die Reste der übrig bleibenden Spectra 2ter Klasse als einfarbige helle Lichtstreifen; wenn man auch an anderen Stellen noch schmale Streifen wahrnehmen kann, so sind sie doch im Vergleich gegen die eben erwähnten sehr lichtschwach. Für violetes Licht rücken die entsprechenden Lichtstreifen der Mitte des Bildes in dem Verhältniß näher, in welchem die violetten Lichtwellen kürzer sind als die rothen, sie werden also bei v, v', v'' u. s. w. wahrzunehmen seyn.

Wenn man weißes Licht anwendet, so gehen die Bilder stetig in einander über, d. h. man sieht zwischen r und v , zwischen r' und v' , zwischen r'' und v'' in ununterbrochener Folge eine Reihe von Lichtstreifen verschiedener Farben, welche in derselben Ordnung auf einander folgen, wie die Farben des prismatischen Farbenbildes. Das Spectrum zwischen r und v wird dem Spectrum eines Prisma's ganz ähnlich seyn.

Fig. 1 auf Taf. I. stellt die Erscheinung dar, wie sie bei Anwendung von weißem Licht durch ein Gitter beobachtet wird. In der Mitte sieht man das directe Bild der Lichtlinie, und zwar weiß, weil ja hier die Maxima aller Farben zusammenfallen; auf beiden Seiten dieser Lichtlinie sind ganz dunkle Räume, auf diese folgt ein dem prismatischen Spectrum ähnliches Farbenband, dessen violetes Ende nach innen gekehrt ist. Darauf folgt nach einem zweiten ganz dunklen Zwischenraum ein zweites breiteres Farbenband, dessen rothes Ende über das violette Ende eines dritten Farbenbandes fällt.

Streng genommen, kann an keiner Stelle dieser Spectra vollkommen homogenes Licht seyn, wenn man auch die Zahl der Spalten sehr vermehrt, weil ja außer den Resten der Spectra 2ter Klasse doch nicht alles Licht vollkommen ausgelöscht ist; doch sind die Farben dieser Bänder hinlänglich rein, um in denselben die Fraunhofer'schen Streifen zu erkennen, wenn nur die Anzahl der Spalten des Gitters groß genug ist. Einige dieser Streifen sieht man mit Hülfe des Fernrohrs schon durch ein Drahtgitter mit 90, sehr viele aber schon durch ein Gitter mit 200 bis 300 Oeffnungen auf 1 Zoll.

Die Gitter zu diesen Versuchen erhält man, wenn man die cylindrischen Theile von Stecknadeln parallel neben einander und in gleichen Entfernungen auf einen viereckigen messingenen Rahmen befestigt; feinere Drahtgitter verfertigte Fraunhofer, indem er auf den gegenüberstehenden Enden eines solchen Rahmens die Gänge einer feinen Schraube einschnitt und zwischen diesen Gängen feine Metalldrähte ausspannte; die feinsten Gitter erhielt er, indem er auf ein mit Goldblättchen belegtes Planglas mit Hülfe

einer Theilmaschine Parallellinien radirte, oder solche Linien mit einem Diamant in ein Planglas einschnitt.

Durch feinere Gitter sieht man die Spectra schon sehr schön mit bloßem Auge, ja man kann durch hinlänglich feine Gitter auf diese Weise selbst mehrere der Fraunhofer'schen Linien erkennen.

Wir haben bei den bisherigen Betrachtungen angenommen, daß die dunklen Zwischenräume des Gitters so breit sind wie die Spalten; wenn dies nicht der Fall ist, so treten in den Beugungsbildern Modificationen ein, deren Betrachtung uns hier zu weit führen würde.

Aus den Erscheinungen, welche man durch einfache Gitter beobachtet, erklärt sich auch die prachtvolle in Fig. 2 Taf. I. dargestellte Erscheinung, welche man sieht, wenn man vor dem Objectiv des Fernrohrs zwei solcher Gitter kreuzt und nach einem Lichtpunkte sieht. Die Mitte der Erscheinung nimmt das weiße Bild des Lichtpunktes ein, welcher von einer Menge von Farbenbildern umgeben ist, die ihr violetes Ende nach Innen kehren.

Ähnliche Erscheinungen beobachtet man, wenn man ein Stück Mousselin, Flor, Drahttuch oder Seidenband vor das Fernrohr bringt. Auch die schönen Farbenbilder, welche man sieht, wenn man durch die Fahne einer Vogelfeder (besonders gut dazu sind die Flügel- oder Schwanzfedern kleinerer Vögel) nach einem Lichtpunkte sieht, gehören hierher. Ebenso ist die Glorie von mehreren farbigen Ringen, welche man um die Flamme eines Kerzenlichtes erblickt, wenn man nach demselben durch ein mit einem feinen Staube, etwa mit semen lycopodii, bestreutes Glas sieht, eine Beugungserscheinung.

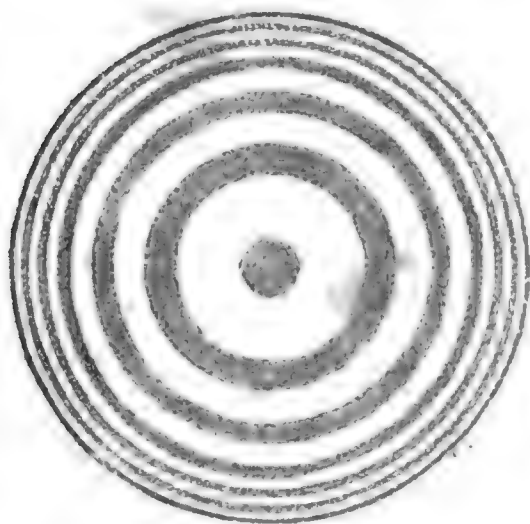
Feine Gitter zeigen bei reflectirtem Lichte ähnliche Farbenerscheinungen wie bei durchgelassenem; dadurch erklärt sich das schöne Farbenspiel fein gestreifter Oberflächen, z. B. der Barton'schen Trisknöpfe, der Perlmutter u. s. w.

- 413 **Farben dünner Blättchen.** Jeder durchsichtige Körper erscheint lebhaft gefärbt, wenn er nur hinlänglich dünne Schichten bildet, wie man dies am leichtesten an den Seifenblasen sehen kann. Die Glitterchen einer vor der Glasbläserlampe bis zum Zerplatzen aufgeblasenen Glasugel schillern in den glänzendsten Farben; ähnliche Farben beobachtet man, wenn ein Tropfen Del (am besten ein ätherisches Del, z. B. Terpentinöl) sich auf einer Wasserfläche ausbreitet; wenn ein glänzendes Metallstück, im Feuer erhitzt, sich allmählig mit einer Oxidschicht überzieht (Anlaufen des Stahls, Bd. I. S. 378). Auch dünne Schichten von Luft bringen solche Farben hervor, wie man oft an Sprüngen in etwas dicken Glasmassen sieht.

In der größten Regelmäßigkeit zeigen sich diese Farben in Form von Ringen, wenn man eine Glaslinse von großer Brennweite auf eine ebene Glastafel, oder umgekehrt die ebene Glastafel auf die Linse legt. Newton,

welcher diese Farbenringe, die auch nach ihm gewöhnlich die Newton'schen Ringe genannt werden, beobachtete, wandte Linsen an, deren Krümmungshalbmesser 15 bis 20 Meter betrug. Da, wo die Glastafel die Linse berührt, sieht man im reflectirten Lichte einen schwarzen Flecken, der mit farbigen concentrischen Ringen umgeben ist, die nach außen hin immer schmaler und matter werden, ungefähr wie Fig. 825 zeigt. Die

Fig. 825.



Farben folgen von der Mitte aus in folgender Ordnung:

Schwarz, bläulich Weiß, gelblich Weiß, bräunlich Orange, Roth. — Violet, Blau, gelblich Grün, Gelb, Roth. — Purpurroth, Blau, gelblich Grün, Roth, Carmoisinroth. — Grünlich Blau, Bläßgrün, Gelbgrün, Roth u. s. w.

Die folgenden Ringe sind abwechselnd Bläßgrün und Bläßroth, sie werden immer matter, so daß man in der Regel nur noch den achten oder neunten Ring unterscheiden kann.

Man sieht diese Ringe auch schon, wenn man Linsen von stärkerer Krümmung, etwa sehr schwache convexe Brillengläser oder Objectivgläser aus Fernröhren anwendet; doch sind alsdann die Ringe weit kleiner, und die Uebergänge der Farben lassen sich nicht mehr gut verfolgen, doch kann man solche Ringe durch eine Lupe vergrößert sehen.

Ritchie schlägt zur Erzeugung der Newton'schen Ringe folgenden Apparat vor: Man nehme zwei Scheiben von dünnem Tafelglase, welche etwa 6 bis 8 Zoll Durchmesser haben, vergolde den Rand der einen auf einer Seite ungefähr $\frac{1}{4}$ Zoll breit durch aufgelegtes Blattgold und lege dann die Platten so auf einander, daß der Goldring zwischen sie kommt. Man kann dann die Ringe dadurch hervorbringen, daß man die Glasplatten in der Mitte auf einander preßt.

Statt der kreisförmigen Scheiben kann man auch ungefähr 1 Zoll breite, 5 bis 6 Zoll lange Glasstreifen anwenden. Wenn sie an dem einen Ende durch ein Goldblättchen getrennt sind und an dem andern Ende zusammengepreßt werden, so entstehen statt der Ringe farbige Streifen.

Sehr brillant sind die Newton'schen Farben an Seifenblasen wahrzunehmen, obgleich sie hier selten in regelmäßiger Ordnung auf einander folgen. Was der näheren Beobachtung der Farben an Seifenblasen besonders im Wege steht, ist ihre große Zerbrechlichkeit. Böttger empfiehlt, die Seife in destillirtem Wasser in einem weißen ungefähr $\frac{1}{2}$ Liter haltenden Arzneiglase durch Erwärmung über einer Weingeistlampe aufzulösen. Wenn

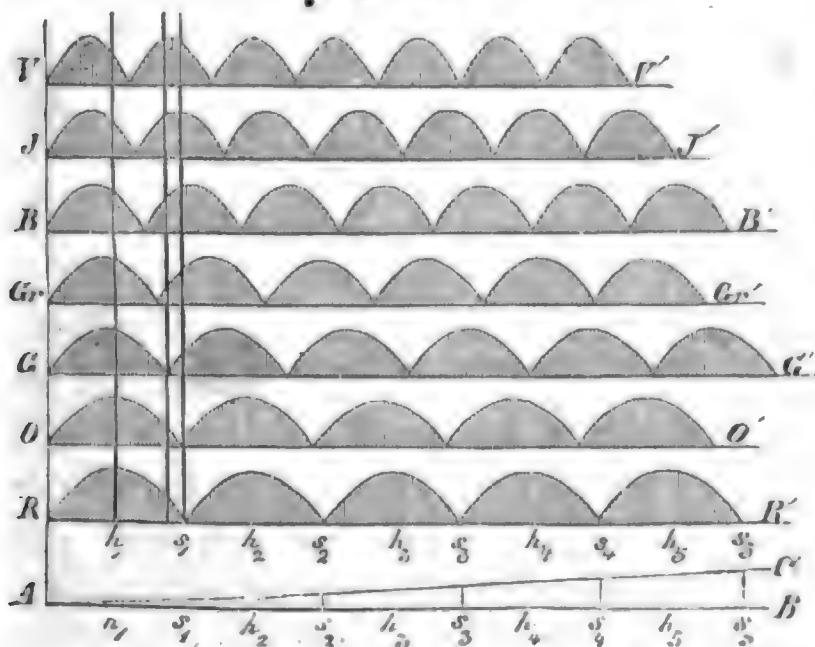
2mal, 4mal, 6mal u. s. w., bei h_2, h_3, h_4 u. s. w. aber 3mal, 5mal, 7mal u. s. w. so groß ist als bei h_1 .

Für verschiedene Farben sind die Durchmesser der hellen und dunklen Ringe nicht gleich; sie sind am größten für rothes Licht, am kleinsten für violetes; demnach ist auch die absolute Dicke der Luftschicht, welche der Mitte des ersten hellen Ringes für verschiedene Farben des Spectrums entspricht, nicht gleich. Für die Mitte des ersten hellen Ringes ergeben sich aus den Messungen folgende Werthe für die Dicke der Luftschicht:

Namen der Farben.	Dicke der Luftschicht in Milliontheilen	
	des engl. Zolles.	des Millimeters.
Äußerstes Roth	6,344	161,15
Gränze zwischen Roth und Orange .	5,866	148,95
„ „ Orange und Gelb .	5,618	142,70
„ „ Gelb und Grün .	5,237	133,01
„ „ Grün und Blau .	4,841	122,97
„ „ Blau und Indigo .	4,513	114,64
„ „ Indigo und Violet .	4,323	109,80
Äußerstes Violet	3,997	101,51.

Der Zwischenraum zwischen der ebenen Tafel und der Linse nimmt nicht in demselben Verhältniß zu, wie die Entfernung von dem Berührungspunkte, anfangs wächst die Entfernung langsam, dann rascher, deshalb sind die ersten Ringe auch breiter als die folgenden: könnte man aber die Erscheinung bequem mit zwei ganz ebenen Glästafeln hervorbringen, so daß die Dicke des Zwischenraumes gleichförmig zunimmt, so müßte auch ein Ring so breit werden wie der andere.

Fig. 827.



Der bequemeren Uebersicht wegen wollen wir die ganze Erscheinung für einen solchen Apparat näher betrachten, bei welchem die Dicke der farbengebenden Schicht gleichförmig zunimmt. In Fig. 827 sey $A B$ die eine, $A C$ die andere Gränzfläche der dünnen Schicht; bei s_1

erscheint absolut dunkel, keine ganz weiß, überall sieht man Farben, die nicht reine Farben des Spectrums, sondern Mischfarben sind.

Errichtet man in s_1 ein Perpendikel welches durch die Intensitätskurven aller Farben geht, so läßt sich mit Hülfe desselben bestimmen, wie groß die Intensität der verschiedenen Farben an der Stelle ist, in welcher für rothes Licht der erste dunkle Streif erscheint. Roth ist hier im Minimum, Orange dem Minimum nahe, Gelb etwas stärker. Ein Maximum liegt zwischen Indigo und Blau, ungefähr so stark wie Blau wirkt Violet, etwas weniger Grün, es wird also die Luftschicht an der Stelle, an welcher im rothen Licht der erste dunkle Streifen erscheint, im weißen Licht eine Färbung zeigen, in welcher Blau vorherrscht.

An der Stelle der Platte, welche dem Punkt h_1 entspricht, ist Roth im Maximum, alle anderen Farben nehmen an der Färbung um so weniger Antheil, je mehr sie sich dem Violet nähern, welches fast im Minimum ist; hier wird also Roth vorherrschen.

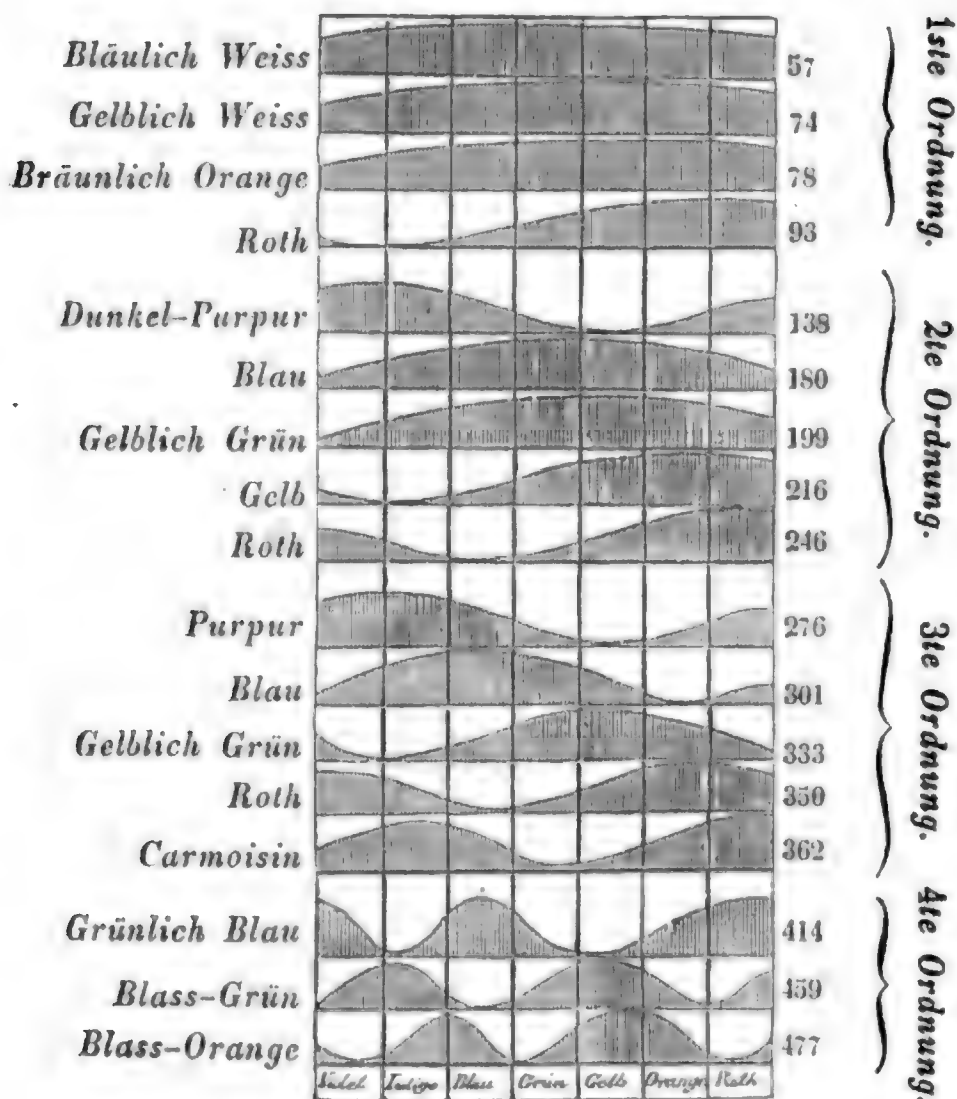
Durch ähnliche Schlüsse läßt sich die Farbe der Platte an jeder Stelle bestimmen.

Die verschiedenen Farben des Spectrums zeigen, unter einander verglichen, sehr große Verschiedenheit hinsichtlich ihrer Lichtstärke. Die gelben Strahlen sind die leuchtendsten, die violeten sind am wenigsten leuchtend. Es geht daraus hervor, daß die Stellen der keilförmigen Luftschicht am hellsten erscheinen werden, in welchen Gelb im Maximum ist; wo aber Gelb im Minimum ist, werden die dunkelsten Stellen der Schicht seyn. An diesen dunklen Stellen erscheint die Schicht freilich nicht schwarz, sondern farbig, nur sind hier Farben von geringerer Leuchtkraft vorherrschend.

Die Stellen der erwähnten Minima machen gleichsam Abtheilungen unter den auf einander folgenden Farben, nach denen man Farben verschiedener Ordnungen unterscheidet. Alle Farben der Schicht von ihrem dünnen Ende bis zu dem ersten dunklen Streifen (dessen Farbe ein dunkles Purpur ist) heißen Farben der ersten Ordnung; die der folgenden Abtheilung, Farben der zweiten Ordnung u. s. w.

Wir haben gesehen, daß bei einer bestimmten Dicke der Luftschicht die verschiedenen Farben des Spectrums nicht gleichen Antheil an der Färbung haben; diejenigen Farben, welche gerade im Minimum ihrer Intensität vorhanden sind, für welche also das Blättchen dunkel erschiene, wenn man sie statt des weißen Lichts anwendete, tragen nichts zur Färbung bei. Diejenigen Farben sind vorherrschend, welche in ihrem Intensitätsmaximum vorhanden sind, oder sich doch demselben nähern. Welchen Antheil die verschiedenen Farben an der Färbung des Blättchens bei bestimmter Dicke haben, kann man aus Fig. 829 ersehen, und man kann danach auch, wie schon gezeigt wurde, auf die Färbung der Schicht bei gegebener Dicke schlie-

In der vierten Ordnung nimmt die Krümmung der Kurven so zu, daß zwei Farben im Maximum sind; keine dieser Farben kann also so entschieden
Fig. 830.



vorherrschten wie in der zweiten und dritten Ordnung. Je mehr aber die Dicke des Blättchens wächst, desto näher rücken sich die Maxima, so daß bei noch größeren Dicken drei, vier Farben im Maximum seyn werden. Je mehr Farben aber im Maximum sind, desto mehr wird die resultirende Färbung sich dem Weißen nähern. Bei immer zunehmender Dicke wird es endlich dahin kommen, daß innerhalb der Gränzen einer jeden Farbe des Spectrums ein Maximum und ein Minimum liegt. Fände sich z. B. ein Minimum im äußersten Violett, eins an der Gränze zwischen Violett und Indigo, zwischen Indigo und Blau, zwischen Blau und Grün, zwischen Grün und Gelb, zwischen Gelb und Orange, zwischen Orange und Roth, ein Maximum aber im mittleren Violett, Indigo, Blau, Grün, Gelb, Orange und Roth, so könnte das Resultat der Mischung offenbar nur Weiß geben. So erklärt sich denn, daß die Farben höherer Ordnungen blasser und blasser werden, bis sie endlich ganz in Weiß übergehen, so daß über eine gewisse Dicke hinaus die Blättchen gar keine Farben mehr zeigen.

Wir haben bisher nur die Farben dünner Luftschichten näher betrachtet;

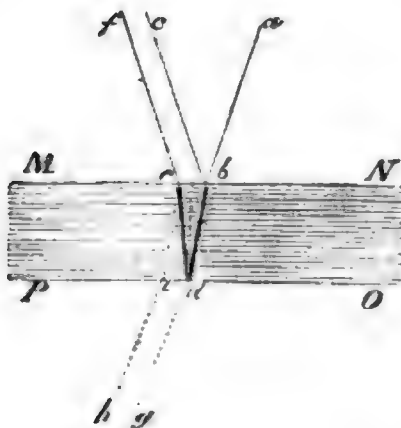
für andere durchsichtige Substanzen sind die Geseze der Erscheinungen dieselben, nur ist die absolute Dicke der Schicht, welche einer bestimmten Farbe entspricht, je nach der Natur dieser Schicht veränderlich. Newton hat gezeigt, daß für verschiedene Substanzen die Dicke, welche derselben Farbe entspricht, sich umgekehrt verhält wie die Brechungsexponenten dieser Substanzen. Erzeugt man z. B. auf die gewöhnliche Weise die Ringe durch Auflegen einer Linse auf eine ebene Glastafel, bringt man dann auf der einen Seite einen Wassertropfen zwischen die beiden Gläser, so wird dieser bald durch die Capillarität bis zum Berührungspunkt der beiden Gläser fortgetrieben, und man hat so auf der einen Seite zwischen den beiden Gläsern eine Wasser-, auf der andern eine Luftschicht; auf der Wasserseite sind aber nun die Ringe weit enger, und zwar stehen die Durchmesser der Ringe für die Wasserschicht zu den Durchmessern der entsprechenden Ringe in der Luftschicht im Verhältniß von 3 zu 4; $\frac{3}{4}$ ist aber das Verhältniß der Brechungsexponenten von Wasser und Luft.

- 414 **Erklärung der Farben dünner Blättchen durch die Vibrationstheorie.** Wenn man mit einiger Aufmerksamkeit die oben besprochenen empirischen Geseze der Farben dünner Schichten betrachtet, so kann man unmöglich übersehen, daß sie manche Aehnlichkeit mit den Gesezen der Beugungsercheinungen haben, und somit drängt sich auch die Idee auf, daß die Farben dünner Blättchen gleichfalls ein Interferenzphänomen seyen, wie dies auch Young und Fresnel vollständig bewiesen haben.

Wenn Lichtstrahlen auf irgend eine Schicht eines durchsichtigen Körpers fallen, so werden sie theilweise an der oberen, theilweise an der unteren Fläche derselben reflectirt, und die von beiden Flächen reflectirten Lichtstrahlen werden interferiren und sich je nach der Differenz der durchlaufenen Wege bald gegenseitig vernichten, bald verstärken.

Betrachten wir diesen Hergang der Sache etwas näher. In Fig. 831

Fig. 831.



stelle *MNOP* eine dünne Schicht irgend eines durchsichtigen Körpers vor, welche durch ein Bündel paralleler Strahlen *a b* getroffen wird; dieses Strahlenbündel wird nun theilweise in der Richtung *b c* reflectirt, theilweise aber nach *d* gebrochen. Die gebrochenen Strahlen erleiden aber an der Fläche *OP* eine zweite Theilung, der reflectirte Antheil tritt bei *e* in derselben Richtung aus wie das schon an der ersten Fläche *MN* reflectirte Strahlenbündel, mithin werden die beiden Strahlenbündel *b c* und *e f* interferiren müssen. Wenn der

Weg von b nach d gleich $\frac{1}{2}$ Wellenlänge ist, so ist auch $d e = \frac{1}{2}$ Wellenlänge; die Strahlen des auf der Vorderfläche reflectirten Bündels sind also in ihrem Gange von den Strahlen des auf der zweiten Fläche reflectirten Bündels um eine ganze Wellenlänge verschieden, die beiden Bündel werden sich also gegenseitig unterstützen; dasselbe wird der Fall seyn, wenn der Weg $b d e$ gleich 2, 3, 4 u. s. w. ganzen Wellenlängen gleich ist. Wäre dagegen der Weg $b d e$ gleich $\frac{1}{2}$ Wellenlänge oder gleich einem ungeraden Vielfachen einer halben Wellenlänge, so würden die beiden Strahlenbündel sich gegenseitig vernichten.

Suchen wir nun danach die Erscheinung an einer Schicht von gleichförmig zunehmender Dicke abzuleiten. An der Stelle, wo die Dicke der Schicht Null oder doch verschwindend klein ist, werden die beiden Strahlenbündel gar nicht, oder doch nur sehr wenig in ihrem Gange von einander abweichen, an der Berührungsstelle der Linse und des Planglases müßte man also eine helle Stelle wahrnehmen.

Da, wo die Dicke der Schicht $\frac{1}{4}$ Wellenlänge beträgt, wird der Weg von der oberen Fläche zur unteren und von da zurück zur oberen, also der Gangunterschied der beiden Strahlenbündel $\frac{1}{2}$ Wellenlänge betragen, hier müßte also eine dunkle Stelle seyn.

Die 2te, 3te, 4te u. s. w. dunkle Stelle würde sich da finden, wo die Dicke der Schicht $\frac{3}{4}$, $\frac{5}{4}$, $\frac{7}{4}$ u. s. w. Wellenlängen beträgt.

Die zwischen den dunklen Streifen liegenden Maxima der Lichtstärke würden sich dagegen da finden, wo die Dicke der Schicht 1, 2, 3, 4 u. s. w. halbe Wellenlängen beträgt.

Diese Folgerungen stimmen aber mit der Erfahrung nicht überein. Zunächst ist da, wo die Dicke der Schicht Null ist, da also, wo die Linse das Planglas berührt, ein dunkler Fleck, während man nach unseren Betrachtungen hier einen hellen Fleck erwarten sollte. Wir haben ferner oben (S. 250) gesehen, daß für homogenes Licht die dunkelste Stelle des 2ten, 3ten, 4ten u. s. w. dunklen Ringes an solchen Stellen beobachtet wird, wo die Luftschicht 2mal, 3mal, 4mal u. s. w. so dick ist als am ersten dunklen Ring, während nach unseren Betrachtungen die Dicke der Schicht für den 2ten, 3ten, 4ten u. s. w. dunklen Ring 3mal, 5mal, 7mal u. s. w. so dick seyn müßte als für den ersten.

Um diesen Widerspruch zu heben, müßte man annehmen, daß das von der zweiten Fläche reflectirte Lichtbündel durch irgend eine Ursache noch um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge mehr verzögert würde, als man nach der Dicke der zweimal durchlaufenen Schicht erwarten sollte. Ein solcher Verlust einer halben Wellenlänge findet aber in der That Statt.

Wenn eine Oscillationsbewegung sich in einem Mittel von gleichförmiger Elasticität und Dichtigkeit fortpflanzt, so kehrt sie niemals zurück; wenn sie sich einer neuen Schicht mittheilt, so bleiben die vorhergehenden Schichten in Ruhe, wie ja auch eine Elfenbeinkugel, wenn sie gegen eine andere von gleicher Masse stößt, dieser ihre Bewegung mittheilt und selbst in Ruhe bleibt; die stoßende Kugel bleibt aber nach dem Stöße nicht in Ruhe, wenn die zweite nicht dieselbe Masse hat, sie springt zurück, wenn die Masse der zweiten Kugel größer ist; sie setzt ihre Bewegung in der ursprünglichen Richtung fort, wenn die Masse der zweiten Kugel kleiner ist. Dies macht nun begreiflich, was vorgeht, wenn eine Lichtwelle die Trennungsfläche zweier Mittel von verschiedener Dichtigkeit trifft. Die unendlich dünne Schicht des ersten Mittels, welche das zweite Mittel berührt, können wir mit der ersten Kugel vergleichen; wegen der Verschiedenheit der Masse bleibt sie nicht in Ruhe, nachdem sie die benachbarte Schicht des zweiten Mittels in Bewegung gesetzt hat, und deshalb findet eine Reflexion Statt; die neue Geschwindigkeit aber, von welcher die letzte Schicht des ersten Mittels unmittelbar nach dem Stöße afficirt ist und welche sich nach und nach den vorhergehenden Schichten desselben Mittels mittheilt, muß aber eine verschiedene Richtung haben, je nachdem die Schicht des zweiten Mittels mehr oder weniger Masse hat als die des ersten, d. h. je nachdem das erste Mittel mehr oder weniger dicht ist als das zweite.

Dieses wichtige Princip, welches Young, geleitet durch die eben auseinandergesetzten Betrachtungen, aufgefunden hat, ergiebt sich auch aus den Formeln, welche Poisson auf analytischem Wege ableitete. Auf die Reflexion des Lichts angewendet, folgt daraus, daß, je nachdem eine Lichtwelle innerhalb oder außerhalb eines dichten Mittels reflectirt wird, die Oscillationsgeschwindigkeit positiv oder negativ ist, daß also in beiden Fällen alle Vibrationsbewegungen eine entgegengesetzte Richtung haben werden.

Wenden wir dies nun auf die dünne zwischen zwei Glasflächen eingeschlossene Luftschicht an, so ist klar, daß zwischen den an der oberen und der unteren Gränzfläche der Luftschicht reflectirten Strahlenbündeln außer der Differenz der durchlaufenen Wege auch noch der Unterschied stattfindet, daß das eine Lichtbündel in Glas, also in einem dichteren Mittel, das andere aber in Luft, also in einem weniger dichten Mittel, an der unteren Glasfläche reflectirt wird; das an der unteren Glasfläche reflectirte Strahlenbündel wird sich also in einem Schwingungszustande befinden, welcher dem gerade entgegengesetzt ist, den man nach der Länge des durchlaufenen Weges erwarten sollte; die Oscillationen dieses zweiten Strahlenbündels gehen also gerade so vor sich, als ob sie einen um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge größern Weg durchlaufen hätten. Da also, wo die beiden Strahlenbündel zusammenwirken

würden, wenn man nur die Differenz der Wege in Betracht zu ziehen hätte, wird ein vollkommener Gegensatz zwischen beiden stattfinden; da aber, wo die Differenz der Wege einen vollkommenen Gegensatz andeutet, werden die beiden Strahlenbündel sich gegenseitig unterstützen; dadurch erklärt sich nun die ganze Erscheinung vollkommen.

Da, wo die beiden Gläser in Berührung sind, ist die Dicke der Luftschicht wenn nicht ganz Null, doch selbst gegen die Länge einer Lichtwelle sehr klein, das Strahlenbündel, welches an der unteren Glasfläche reflectirt wird, hat also keinen merklich längern Weg zurückgelegt als das andere Strahlenbündel, es ist also in seinem Laufe gegen dieses nur um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge verzögert, an der Berührungsstelle der beiden Gläser muß also ein dunkler Fleck entstehen.

Das folgende Minimum, also der erste dunkle Ring, wird sich da finden, wo der Gangunterschied der beiden Strahlenbündel $\frac{3}{2}$ Wellenlängen beträgt; dieser Gangunterschied entspricht aber der Stelle der Luftschicht, an welcher ihre Dicke $\frac{1}{2}$ Wellenlänge beträgt; denn hier ist die Differenz der Wege (die doppelte Dicke der Schicht) 1 Wellenlänge, dazu kommt aber noch der Verlust einer halben Wellenlänge durch die Spiegelung an der unteren Glasfläche.

Da, wo die Dicke der Luftschicht $\frac{2}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{4}{2}$ u. s. w. Wellenlängen beträgt, ist die Differenz der Wege $\frac{4}{2}$, $\frac{6}{2}$, $\frac{8}{2}$, der Gangunterschied der beiden Strahlenbündel also $\frac{4}{2} + \frac{1}{2}$, $\frac{6}{2} + \frac{1}{2}$, $\frac{8}{2} + \frac{1}{2}$ oder $\frac{5}{2}$, $\frac{7}{2}$, $\frac{9}{2}$ u. s. w. Wellenlängen, und an diesen Stellen muß sich der 2te, der 3te, der 4te dunkle Ring finden; bezeichnen wir die Dicke der Luftschicht für den ersten dunklen Ring mit $2d$, so werden demnach die folgenden hellen und dunklen Ringe folgenden Dicken der Luftschicht entsprechen:

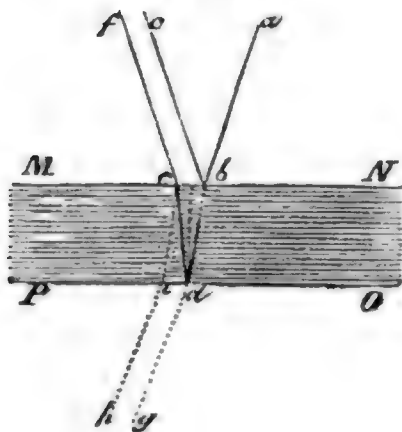
Dunkle Ringe	0	2 d	4 d	6 d	8 d	10 d
Helle Ringe	1 d	3 d	5 d	7 d	9 d	11 d,

was mit der Erfahrung vollständig übereinstimmt.

Bisher war nur von homogenen Lichtstrahlen die Rede; für Lichtstrahlen verschiedener Farben müssen die Luftschichten, welche den dunklen Ringen verschiedener Farben entsprechen, in demselben Verhältniß an Dicke abnehmen, als die Wellenlänge dieser Strahlen kürzer ist. Die Zwischenräume zwischen den dunklen Ringen werden also für die brechbaren Strahlen kleiner werden, die Ringe werden zusammenrücken, die Maxima und Minima der Lichtstärke können demnach für verschiedenfarbiges Licht nicht zusammenfallen. Auch hierin finden wir wieder die vollkommenste Uebereinstimmung zwischen der Theorie und der Erfahrung.

415 **Farben dünner Blättchen im durchgelassenen Licht.** Wir haben bisher nur diejenigen Farben dünner Blättchen betrachtet, welche durch die Interferenz der an den beiden Gränzflächen der dünnen Schicht reflectirten Strahlenbündel entstehen; doch zeigen die dünnen Blättchen auch im durchgelassenen Lichte Farben, die jedoch ungleich blasser sind als die Farben, welche man im reflectirten Lichte beobachtet; außerdem aber sind die Farben des durchgelassenen Lichts stets complementär zu denen, welche man an denselben Stellen im reflectirten Lichte beobachtet.

Fig 834.



In der Mitte des ganzen Ringsystems sieht man bei durchgelassenem Lichte einen hellen Fleck, und wenn man homogenes Licht anwendet, so findet man, daß die dunklen Ringe jetzt gerade dahin fallen, wo bei reflectirtem Lichte die hellen Ringe waren, und umgekehrt.

Diese Farbenringe werden durch die Interferenz zweier Lichtbündel erzeugt, von denen das eine $d g$, Fig. 834, direct durch die dünne Schicht hindurchgeht, während

das andere $i h$ eine zweimalige innere Reflexion erlitten hat; die beiden Strahlenbündel sind also in ihrem Gange außer der Differenz der Wege noch um eine ganze Wellenlänge verschieden; dadurch erklärt sich leicht der helle Fleck in der Mitte des Ringsystems. Der erste dunkle Ring wird da seyn, wo die Dicke der Schicht $\frac{1}{4}$ Wellenlänge beträgt, denn hier ist die Differenz im Gang der beiden Strahlenbündel $1\frac{1}{2}$; diese Dicke ist d , wenn man, wie oben, mit $2 d$ die Dicke bezeichnet, welche dem ersten dunklen Ringe im reflectirten Lichte entspricht. Für durchgelassenes Licht entsprechen demnach den hellen und dunklen Ringen einer homogenen Farbe folgende Dicken:

Dunkle Ringe	1 d	3 d	5 d	7 d	9 d	11 d
Helle Ringe	0	2 d	4 d	6 d	8 d	10 d

Da die Minima aller Farben bei dem durchgelassenen Lichte gerade an die Stelle der Maxima für reflectirtes Licht fallen, so ist klar, daß in der Färbung der dünnen Schicht bei durchgelassenem Lichte gerade die Farben fehlen müssen, die an derselben Stelle bei reflectirtem Lichte vorherrschen, und umgekehrt; mit Hülfe der Kurven, Figur auf S. 261, kann man leicht übersehen, welches die Färbung der Luftschicht für eine gegebene Dicke für durchgelassenes Licht seyn wird. Wenn die Luftschicht eine Dicke von $0,000246^{\text{mm}}$ hat, so ist im reflectirten Lichte Roth vorherrschend, die Gränze zwischen Blau und Grün im Minimum, Blau und Grün überhaupt sehr schwach







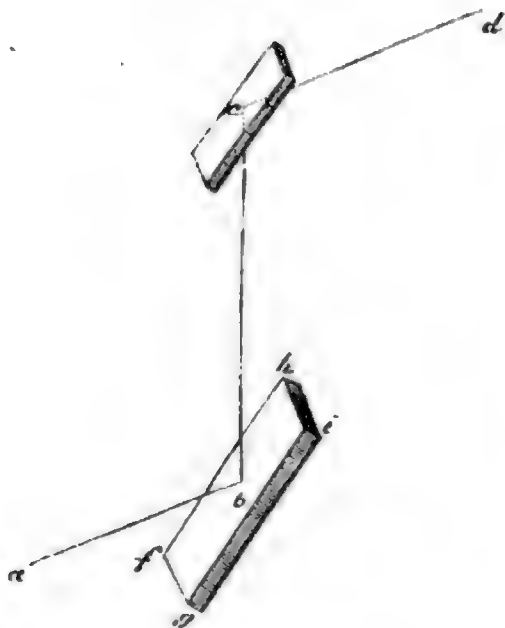
gegen den Strahl seyn mag. Dies ist jedoch nicht bei allen Strahlen der Fall; es giebt Lichtstrahlen, welche nicht nach allen Seiten hin dieselben Beziehungen zeigen. Diese Eigenthümlichkeit wird mit dem Namen der Polarisation bezeichnet, und Strahlen, welche diese Eigenthümlichkeit besitzen, nennt man polarisirte Strahlen.

Die Polarisation des Lichts wurde im Jahr 1811 von Malus entdeckt. Erst durch diese wichtige Entdeckung wurde es möglich, die schon früher bekannten und auch theilweise richtig erklärten Erscheinungen der doppelten Brechung, die wir erst im folgenden Kapitel näher betrachten werden, in allen Beziehungen richtig zu erkennen.

Wir wollen uns zunächst damit beschäftigen, die Erzeugungsarten und die Eigenschaften der polarisirten Lichtstrahlen näher zu betrachten.

418 **Polarisation durch Reflexion.** Fällt ein gewöhnlicher Lichtstrahl $a b$ auf eine ebene Glastafel $f g h i$ in einem Winkel von $35^\circ 25'$ auf, so wird er zum großen Theil nach den gewöhnlichen Gesetzen in der Richtung

Fig. 837.



$b c$ reflectirt. Der in der Richtung $b c$ gespiegelte Strahl ist nun durch diese Reflexion polarisirt. Um seine Eigenschaften zu untersuchen, muß man den polarisirten Strahl so viel als möglich zu isoliren suchen; wenn sich unter der Glasplatte Gegenstände befinden, welche Lichtstrahlen auf dieselbe senden, die sich nach ihrem Durchgang durch die Platte ebenfalls in der Richtung $b c$ fortpflanzen, so neutralisiren diese Strahlen die Eigenschaften des durch Reflexion polarisirten. Wenn demnach solche schädlichen Strahlen nicht schon durch die

Construction des ganzen Apparates ausgeschlossen sind (ein solcher Apparat wird alsbald beschrieben werden), so muß die Glastafel auf der Rückseite etwa mit Asphalt, schwarzer Delfarbe oder Tusch geschwärzt seyn. Statt eines auf der Rückseite geschwärzten Spiegels kann man auch einen Spiegel von Obsidian oder schwarzem Glase anwenden.

Fällt der durch Reflexion polarisirte Strahl $b c$ auf eine zweite ebenfalls auf der Rückseite geschwärzte Glastafel, welche der unteren parallel ist, so macht der Strahl $b c$ auch mit dieser einen Winkel von $35^\circ 25'$, und die Reflexionsebene des oberen Spiegels fällt mit der des unteren zusammen.

Bei dieser Lage des zweiten Spiegels wird der Strahl $b\ c$ wie jeder gewöhnliche Lichtstrahl reflectirt; dreht man jedoch den oberen Spiegel so, daß die Richtung des Strahls $b\ c$ die Umdrehungsaxe bildet, so bleibt zwar der Winkel, welchen der einfallende Strahl $b\ c$ mit der Spiegelfläche macht, unverändert $35^{\circ} 25'$, allein der Parallelismus der beiden Spiegel hört auf, die Reflexionsebene des oberen Spiegels fällt nicht mehr mit der des unteren zusammen. Dreht man nun auf die angegebene Weise den oberen Spiegel aus der Lage des Parallelismus mit dem unteren heraus, so wird die Intensität des zum zweiten Male reflectirten Strahles um so mehr abnehmen, je mehr der Winkel wächst, den die Reflexionsebene des oberen Spiegels mit der des unteren macht, bis dieser Winkel 90° geworden ist, oder, mit anderen Worten, bis die Reflexionsebenen beider Spiegel sich unter einem rechten Winkel kreuzen. Bei dieser Stellung wird der Strahl $b\ c$ von dem oberen Spiegel gar nicht mehr reflectirt, was doch der Fall seyn müßte, wenn $b\ c$ ein gewöhnlicher Lichtstrahl wäre. Bei weiter fortgesetzter Drehung des oberen Spiegels nimmt die Intensität des reflectirten Strahles allmählig wieder zu, bis sie wieder ihr Maximum erreicht, wenn die ganze Drehung 180° beträgt. In dieser Stellung fallen die Reflexionsebenen der beiden Spiegel abermals zusammen. Dreht man noch weiter, so wird der vom oberen Spiegel reflectirte Strahl wieder schwächer und verschwindet ganz, wenn die Reflexionsebenen beider Spiegel wieder gekreuzt sind, also bei einer Drehung von 270° u. s. w.

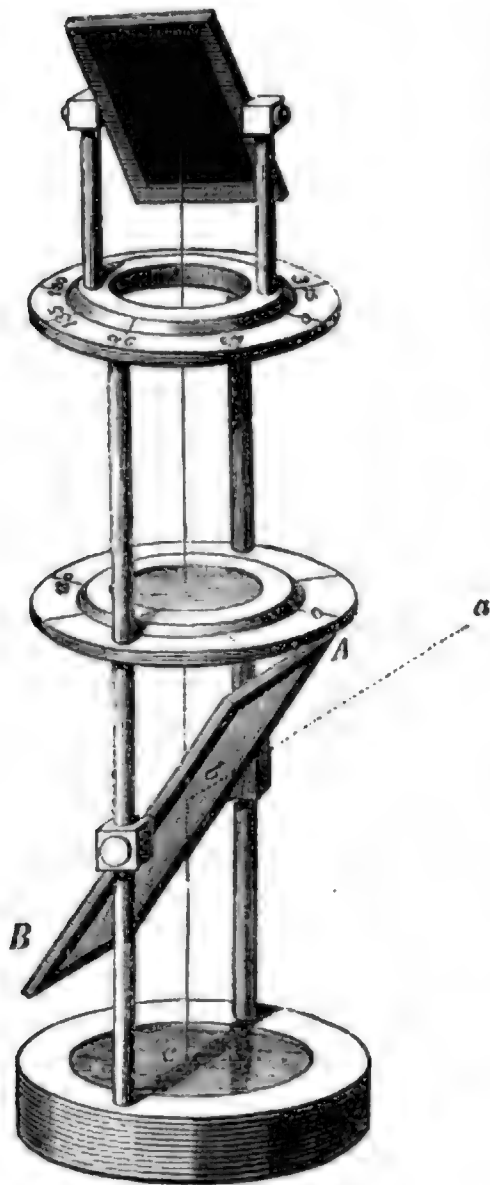
Eine Vorrichtung, an welcher zwei Polarisationspiegel so angebracht sind, daß man damit den eben beschriebenen Versuch anstellen kann, heißt Polarisationsapparat. Die einfachste Einrichtung, welche man dem Polarisationsapparat geben kann, ist folgende: An dem einen Ende einer metallenen oder hölzernen Röhre ist ein auf der Rückseite geschwärzter Spiegel so befestigt, daß er einen Winkel von $35^{\circ} 25'$ mit der Axe der Röhre macht, daß also Strahlen, welche in einem Winkel von $35^{\circ} 25'$ auf den Spiegel fallen, so reflectirt werden, daß sie in der Richtung dieser Axe durch die Röhre hindurchgehen. Am anderen Ende der Röhre befindet sich ein Ring, dessen Axe mit der Axe der Röhre zusammenfällt, und der sich also in einer zu dieser Axe rechtwinkligen Ebene umdrehen läßt. An diesem Ringe nun ist ein zweiter hinten geschwärzter Spiegel befestigt, welcher ebenfalls einen Winkel von $35^{\circ} 25'$ mit der Axe der Röhre macht; durch Umdrehung des Ringes wird auch der Spiegel mit umgedreht und kann durch diese Drehung in alle die Lagen gebracht werden, von denen eben die Rede war.

Dieser Apparat ist theils zum Gebrauche sehr unbequem, theils aber auch zu vielen Versuchen, von denen noch in der Folge die Rede seyn wird, gar nicht anwendbar. Man hat dem Polarisationsapparat mannigfache Formen

gegeben, die bald zu diesem, bald zu jenem Versuche sich am besten eignen. Alle diese verschiedenen Formen zu beschreiben würde hier zu weit führen, es mag die genauere Beschreibung des von Nörrernberg construirten Apparates genügen, welcher fast zu allen Versuchen der zweckmäßigste ist.

Der Nörrernberg'sche Polarisationsapparat ist Fig. 838 in $\frac{1}{4}$ der

Fig. 838.



natürlichen Größe dargestellt. In einem runden Fußgestell, welches nicht zu leicht seyn darf, damit der Apparat die nöthige Stabilität erhält, befinden sich am Rande, diametral einander gegenüberstehend, zwei Stäbe, zwischen denen ein Rähmchen angebracht ist, welches eine Platte von geschliffenem Spiegelglase einschließt. Dieses Rähmchen und mit ihm der Spiegel ist mittelst zweier Zapfen um eine horizontale Ase drehbar, so daß man dem Spiegel jede beliebige Lage gegen die Richtung des Bleiloths geben kann. Der Spiegel wird jedoch gewöhnlich in einer solchen Lage festgestellt, daß seine Ebene einen Winkel von $35^{\circ} 25'$ mit der Verticalen macht. Fällt bei dieser Stellung des Spiegels ein Lichtstrahl $a b$ in einem Winkel von 34° auf den Spiegel, so geht er zum Theil durch das Glas hindurch, und diesen Theil haben wir weiter nicht zu betrachten, zum Theil aber wird er in der Richtung $b c$ vertical nach unten reflectirt. Dieser reflectirte Strahl ist

nun polarisirt, eine durch die Linien $a b$ und $b c$ gelegte verticale Ebene ist seine Polarisationsebene.

Auf dem Fußgestell befindet sich in wagerechter Lage ein gewöhnlicher auf der Rückseite belegter Spiegel, den der polarisirte Strahl $b c$ rechtswinklig trifft; er wird also in derselben Richtung zurückgeworfen, in welcher er gekommen war, geht durch den Polarisationspiegel hindurch und gelangt in verticaler Richtung zum obern Theile des Apparates. Die oberen Enden der Stäbe (der mittlere Theil des Apparates mag vor der Hand noch unberücksichtigt bleiben) tragen einen in Grade getheilten Ring. Der Nullpunkt dieser Theilung liegt so, daß wenn man sich durch die Theilstreiche 0 und

180° eine Verticalebene gelegt denkt, diese Ebene mit der Reflexionsebene des untern Spiegels, also mit der Polarisationsebene der durch den untern Spiegel polarisirten Strahlen zusammenfällt. In diesem getheilten Ring ist ein anderer drehbar, auf welchem diametral gegenüberstehend zwei Säulchen angebracht sind, zwischen welchen ein Spiegel von schwarzem Glas oder ein auf der Rückseite geschwärzter Spiegel eben so befestigt ist wie der untere Polarisationsspiegel zwischen den Stäben; wie der untere um eine horizontale Ase drehbar, kann der schwarze Spiegel leicht so gestellt werden, daß er einen Winkel von 35° 25' mit der Verticalen macht.

Der drehbare Ring, auf welchem die Säulchen stehen, ist am Rande etwas zugespitzt, und gerade in der Mitte der vordern Hälfte des Ringes ist eine Linie, ein Index, auf die Zuspitzung gezogen. Eine durch diesen Index auf den Mittelpunkt des Ringes gelegte Verticalebene fällt mit der Reflexionsebene des schwarzen Spiegels zusammen. Dreht man den Ring, welcher den obern Spiegel trägt, so, daß der Index mit dem Nullpunkt der Theilung zusammenfällt, so fallen die Reflexionsebenen des obern und des untern Spiegels zusammen. Dasselbe ist der Fall, wenn der Index bei 180° steht. Wenn der Index bei 90° (wie in unserer Figur) oder bei 270° steht, so macht die Reflexionsebene des obern Spiegels einen rechten Winkel mit der Reflexionsebene des untern Polarisationsspiegels.

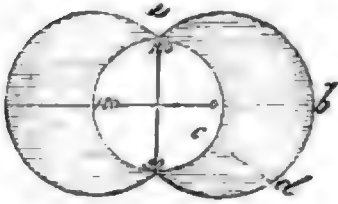
Die Erscheinungen der gewöhnlichen Polarisation, welche man an diesem Apparate beobachten kann, sind folgende. Wenn beide Spiegel parallel stehen, wenn also der Index des den schwarzen Spiegel tragenden Ringes bei 0° steht, so reflectirt der obere Spiegel die von unten her ihn treffenden Strahlen, das Gesichtsfeld ist also hell. Dreht man aber den Zerlegungsspiegel (so wird gewöhnlich der obere Spiegel genannt) aus dieser Lage heraus, so nimmt die Intensität des durch ihn reflectirten Lichts mehr und mehr ab und wird 0, wenn der Index bei 90° steht. In dieser Stellung reflectirt der schwarze Spiegel die von unten her ihn treffenden Strahlen nicht mehr, das Gesichtsfeld erscheint dunkel. Dreht man noch weiter, so wird es allmählig wieder heller, und wenn der Index bei 180° steht, ist die Lichtstärke wieder derjenigen gleich, die bei 0° beobachtet wurde. Das Licht nimmt jedoch wieder ab, wenn man noch über 180° hinausdreht, das Gesichtsfeld wird zum zweiten Male dunkel, wenn der Index bei 270° steht.

Es versteht sich von selbst, daß während dieser ganzen Drehung die Richtung des schwarzen Spiegels gegen die Verticale unverändert bleiben muß. In allen Lagen macht der obere Spiegel einen Winkel von 35° 25' mit der Verticalen.

Der Zusammenhang dieser Erscheinungen läßt sich so leicht übersehen, daß es nicht nöthig wäre sie noch weiter anschaulich zu machen, allein des bessern Verständnisses der complicirteren Erscheinungen der Kreispolari-

wegen wollen wir auch diese einfachen Erscheinungen der gewöhnlichen Polarisation graphisch darstellen.

Fig. 839.



In Fig. 839 stellt die Verlängerung der Radien des Kreises bis zu der Kurve, welche die ganze Figur begränzt, die Intensität des reflectirten Lichts für die verschiedenen Stellungen des oberen Spiegels dar. Es repräsentiren also die Linien $o b$ und $c d$ die Intensitäten des reflectirten Lichts, wenn der Index bei 0 oder bei 45° steht. Es ist $c d$ kleiner als $o b$, weil in letzterer Stellung weniger Licht reflectirt wird als in der ersten. Man übersieht in der Figur sehr deutlich, daß für 90° und 270° die Intensität des reflectirten Lichts Null, für 0° und 180° aber ein Maximum ist.

Um die Beschreibung des Apparates zu vollenden, wollen wir nun auch noch den Ring betrachten, welcher in der Mitte der Stäbe über dem untern Polarisationspiegel angebracht ist. In demselben dreht sich ein zweiter, dessen Oeffnung mit einer Glasplatte verschlossen ist, auf welche man durchsichtige Gegenstände legen kann, deren Verhalten im polarisirten Lichte man untersuchen will. Der Rand dieses drehbaren Ringes ist etwas zugespitzt und mit einem Index versehen, auf dem äußern Ringe ist eine Kreistheilung angebracht, welche der obern entspricht.

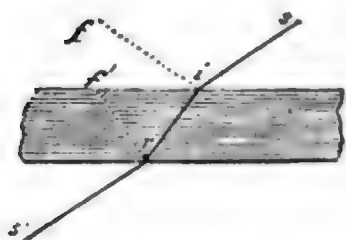
419 Der Polarisationswinkel. Giebt man, ohne sonst etwas an dem Apparat zu ändern, dem untern Spiegel eine andere Stellung gegen die einfallenden Strahlen, stellt man ihn z. B. so, daß er einen Winkel von 25° mit der Verticalen macht, so werden solche Strahlen zum obern Spiegel des Apparates gelangen, die den untern Polarisationspiegel unter einem Winkel von 25° getroffen haben. Wiederholt man nun die oben beschriebenen Versuche, so findet man, daß das von dem obern Spiegel zurückgeworfene Licht nie ganz Null wird. Wenn der obere Spiegel so gestellt ist, daß seine Reflexionsebene die des untern kreuzt, wenn also der Index der obern Theilung bei 90° steht, so wird er in dieser Stellung freilich weniger Licht reflectiren als in jeder andern, doch wird immer noch ein Theil der von unten kommenden Strahlen reflectirt.

Es läßt sich daraus schließen, daß die unter einem Winkel von 25° vom untern Polarisationspiegel reflectirten Strahlen zwar zum Theil, aber doch nicht vollständig polarisirt sind. Je mehr der Winkel, welchen die auf den untern Glaspiegel fallenden Strahlen mit der Ebene dieses Spiegel machen, von $35^\circ 25'$ abweicht, desto unvollständiger ist die Polarisation. Der Winkel, für welchen die vollständigste Polarisation stattfindet, für Glas also der Winkel $35^\circ 25'$, wird der Polarisationswinkel genannt.

Der Polarisationswinkel ist nicht für alle Substanzen gleich, jeder Körper hat seinen eigenthümlichen Polarisationswinkel; für Obsidian z. B. ist der Polarisationswinkel 33° .

Man hatte schon für viele Körper durch Versuche den Polarisationswinkel bestimmt, als Brewster durch Vergleichung der Resultate zu dem merkwürdigen Gesetz geführt wurde, daß der Polarisationswinkel derjenige ist, für welchen der reflectirte Strahl auf dem gebrochenen rechtwinklig steht. Wenn also in Fig. 840 $s i$ der unter dem

Fig. 840.



Polarisationswinkel einfallende Strahl ist, so wird der reflectirte Strahl $f i$ mit dem gebrochenen $i r$ einen rechten Winkel machen; für jeden andern Einfallswinkel steht der reflectirte Strahl nicht mehr rechtwinklig auf dem gebrochenen; alsdann ist aber der reflectirte Strahl auch nicht mehr vollständig polarisirt.

Da der Brechungscoefficient der verschiedenfarbigen Strahlen nicht derselbe ist, so ist klar, daß selbst für ein und dieselbe Substanz der Polarisationswinkel nicht für die Strahlen aller Farben derselbe seyn kann. Es erklärt sich daraus ganz einfach, warum ein Strahl weißen Lichts durch Reflexion niemals absolut vollständig polarisirt seyn kann.

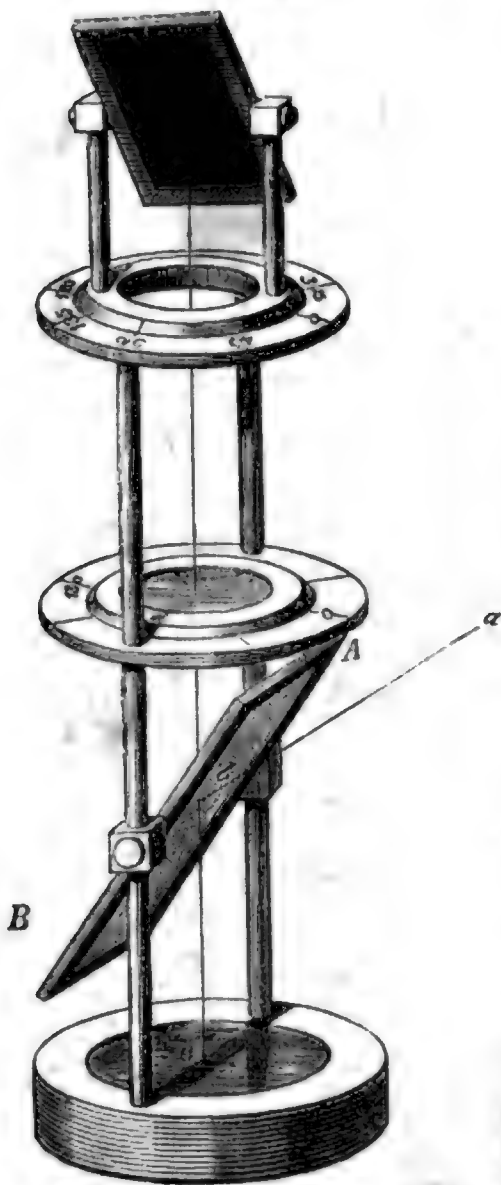
Die richtige Stellung der Spiegel im Polarisationsapparate mittelst man am besten durch den Versuch aus; man stellt beide Spiegel ungefähr in die richtige Neigung gegen die Verticale, kreuzt ihre Reflexionsebenen und corrigirt alsdann zuerst die Neigung des untern Spiegels, indem man seine Neigung allmählig ändert und ihn in der Lage feststellt, für welche das oben reflectirte Licht im Minimum ist. Ist dies geschehen, so corrigirt man auf dieselbe Weise die Neigung des obern Spiegels.

Bei genauer Untersuchung findet man, daß das von einer Wasserfläche, von einem Schieferdache, von einem polirten Tische u. s. w. reflectirte Licht mehr oder weniger polarisirt ist; ja fast alle spiegelnden Oberflächen können unter Umständen als Polarisationsspiegel dienen. Nur die metallischen Oberflächen machen hiervon eine Ausnahme.

Die Polarisationsebene. Damit ein polarisirter Strahl von einem Polarisationsspiegel, den er unter dem Polarisationswinkel trifft, möglichst vollständig reflectirt werden könne, muß die Reflexionsebene dieses Spiegels eine bestimmte Lage haben; die Ebene nun, mit welcher die Reflexionsebene eines Spiegels zusammenfallen muß, wenn er einen polarisirten Strahl möglichst vollständig reflectiren soll, heißt die Polarisationsebene des Strahls. Eine durch den Mittelpunkt des obern Ringes am Apparat

Fig. 841 und den Nullpunkt der Theilung gehende Verticalebene ist z. B.

Fig. 841.



421

die Polarisationsebene der durch den untern Spiegel polarisirten Strahlen, denn sie werden von dem Zerlegungsspiegel nur dann möglichst vollständig reflectirt, wenn die Reflexionsebene desselben mit der bezeichneten Ebene zusammenfällt, wenn also der Index bei 0 oder 180° steht. Die Polarisationsebene dieser Strahlen fällt aber auch mit der Reflexionsebene des untern Spiegels zusammen, woraus man schließen kann, daß, wenn ein Lichtstrahl durch Spiegelung polarisirt wird, seine Einfallsebene zugleich auch seine Polarisationsebene ist. Steht der Index am Kopfe des Apparates bei 90° oder bei 270° , so steht die Reflexionsebene des Zerlegungsspiegels rechtwinklig auf der Polarisationsebene der von unten her ihn treffenden Strahlen.

Polarisation durch gewöhnliche Brechung. Wenn Lichtstrahlen unter einem Winkel von 35° auf eine durchsichtige Glastafel fallen, so werden sie zum Theil reflectirt und durch diese Reflexion polarisirt, zum Theil aber gehen

sie auch durch die Glastafel hindurch. Die hindurchgegangenen Strahlen zeigen nun ebenfalls Spuren von Polarisation, und zwar steht ihre Polarisationsebene rechtwinklig auf der Polarisationsebene der an der Vorderfläche reflectirten Strahlen. Läßt man die durchgegangenen Strahlen, deren Polarisation, wie gesagt, sehr schwach ist, auf eine zweite, der erstern parallele Glastafel fallen, so sind sie nach ihrem Durchgang durch diese zweite Glasplatte schon vollständiger polarisirt. Durch eine 3te, 4te, 5te Glasplatte wird die Polarisation immer vollständiger; durch 8 bis 10 Glasplatten erhalten die durchgegangenen Strahlen schon eine ziemlich vollständige Polarisation.

Fig. 842.



Ein solches System von Glasplatten kann recht gut statt des Zerlegungsspiegels als Kopf des Polarisationsapparates gebraucht werden. Zu diesem Zwecke setzt man statt des Ringes, welcher den Zerlegungsspiegel trägt, einen Ring mit einem hohlen Cylinder auf den Apparat, und in diesen hohlen Cylind-











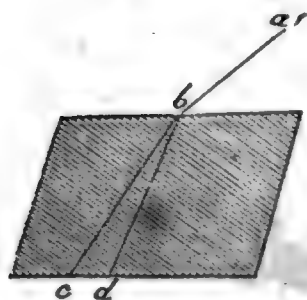
nungen der doppelten Brechung am Kalkspath näher kennen lernen, weil sie an diesem Körper besonders leicht beobachtet werden können.

Der Kalkspath ist bekanntlich krystallisirter kohlensaurer Kalk; die zahlreichen Formen, unter welchen der Kalkspath vorkommt, gehören dem drei- und einaxigen Krystallsystem an und lassen sich sämmtlich von einer und derselben Grundform ableiten. Die Kalkspathkrystalle sind nach drei verschiedenen Richtungen sehr vollkommen spaltbar; und dadurch ist es möglich, aus denselben Rhomboeder durch Spaltung zu erhalten. Besonders schöne, große und durchsichtige Kalkspathkrystalle werden auf der Insel Island gefunden, der isländische Doppelspath wird deshalb auch vorzugsweise zu Versuchen über die doppelte Brechung angewandt.

Wenn man ein durch Spaltungsflächen begränztes Kalkspathrhomboeder dicht vor das Auge hält, um durch dasselbe einen dünnen Körper, etwa eine Stecknadel, zu sehen, so erblickt man zwei deutlich getrennte Bilder; legt man das Rhomboeder auf ein Blatt weißen Papiers, auf welches man einen schwarzen Punkt gemacht hat, so sieht man den Punkt doppelt. Aus einer genauen Beobachtung dieser beiden Bilder, wie man sie durch ein Rhomboeder sieht, kann man die Gesetze der doppelten Brechung im Kalkspath ableiten, wie dies auch H u n g h e n s schon gethan hat.

Legt man auf die eine Fläche eines Kalkspathrhomboeders ein Kartenblatt, in welches mit Hülfe einer Stecknadel ein kleines Loch gestochen worden ist, läßt man dann durch diese kleine Oeffnung einen Sonnenstrahl *ab*, Fig. 850, auf den Krystall fallen, so wird man auf einem etwas durchsich-

Fig. 850.



tigen Papierblatt, mit welchem man die der Eintrittsfläche gegenüber liegende Fläche des Rhomboeders bedeckt, zwei helle Punkte, nämlich einen bei *c* und einen bei *d*, erblicken; es sind also von der Oeffnung *b* aus zwei ganz getrennte Strahlen durch den Krystall hindurch gegangen, welche die Austrittsfläche gerade in den Punkten *c* und *d* treffen, der Lichtstrahl *ab* wird also bei seinem Eintritt in den Kalkspathkrystall in zwei Strahlen gespalten, welche,

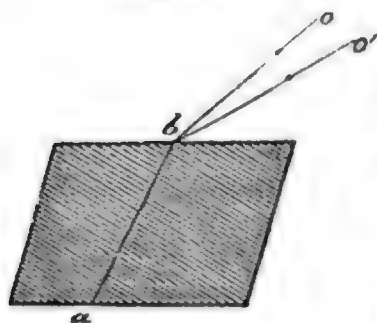
verschiedenen Brechungsgesetzen folgend, den Krystall in verschiedenen Richtungen durchlaufen; der eine Strahl ist stärker von seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt als der andere.

Nach der Vibrationstheorie muß man annehmen, daß sich die Lichtwellen in einem stärker brechenden Mittel langsamer fortpflanzen; die ungleiche Ablenkung, welche die beiden Strahlen *cb* und *db* erleiden, hängt also auch mit einer ungleichen Fortpflanzungsgeschwindigkeit zusammen, der stärker gebrochene Strahl *bd* pflanzt sich mit geringerer Geschwindigkeit durch den Krystall fort als der andere, oder auch, mit anderen Worten, für den

stärker gebrochenen Strahl $b d$ ist die Wellenlänge kürzer als für den Strahl $b c$.

Dieser Versuch lehrt uns also zwei verschiedene Strahlenarten kennen, welche den Kalkspath mit ungleicher Geschwindigkeit durchlaufen; daß aber auch in einer und derselben Richtung zwei verschiedene Strahlen sich mit ungleicher Geschwindigkeit durch den Krystall fortpflanzen können, geht aus folgendem Versuch hervor. Man lege ein Kalkspathrhomboeder auf ein Blatt weißen Papiers, auf welches man einen schwarzen Punkt gemacht hat;

Fig. 851.



wenn man nun auf die obere Fläche des Rhomboeders ein Stückchen Papier mit einer kleinen Oeffnung b legt, so sieht man in der Oeffnung b das Bild des schwarzen Punktes a nur nach zwei ganz bestimmten Richtungen $b o$ und $b o'$; daraus geht aber hervor, daß in der Richtung $a b$ zwei Strahlen mit verschiedener Geschwindigkeit den Krystall durchlaufen; denn wenn sich von a nach b nur ein einziger Strahl mit unveränderlicher Geschwindigkeit

fortpflanzte, so könnte er nur nach einer einzigen bestimmten Richtung austreten. Derjenige Strahl $b o'$, welcher beim Austritt aus dem Krystall am stärksten abgelenkt wird, pflanzt sich in der Richtung $a b$ mit geringerer Geschwindigkeit im Krystall fort als der andere Strahl, welcher in derselben Richtung $a b$, den Krystall durchlaufend, in der Richtung $b o$ austritt.

Um die Geschwindigkeiten zu ermitteln, mit welchen die beiden Strahlenarten den Krystall durchlaufen, muß man die Brechungscoefficienten für dieselben bestimmen, was am besten mit Hülfe von Prismen geschieht. Bevor wir von dieser Bestimmung weiter reden, wollen wir aber zunächst die Krystallform des Kalkspaths näher betrachten, um uns in Beziehung auf die verschiedenen Richtungen, von denen alsbald die Rede seyn wird, gehörig zu orientiren.

426 Krystallform des Kalkspaths. Als Grundgestalt des drei- und einaxigen Krystallsystems kann man die doppeltsechseitige Pyramide, Fig. 852, betrachten, eine Form, welche am Bergkrystall am häufigsten beobachtet wird. Die sechs horizontalen Kanten bilden, wenn alle Flächen gleichmäßig ausgebildet sind, ein regelmäßiges Sechseck, welches Fig. 853 unverkürzt dargestellt ist. Die Linien $a d$, $b e$ und $c f$, welche die gegenüberstehenden Ecken mit einander verbinden, sind die Nebenachsen; sie sind einander gleich und schneiden sich unter einem Winkel von 60° . Ein auf der Ebene der drei horizontalen Nebenachsen in ihrem Durchschnittspunkte m errichtetes Perpendikel verbindet die Spizen s und s' der beiden sechsseitigen

Pyramiden Fig. 852; es ist dies die Hauptaxe des Krystalls. Beim Fig. 852.

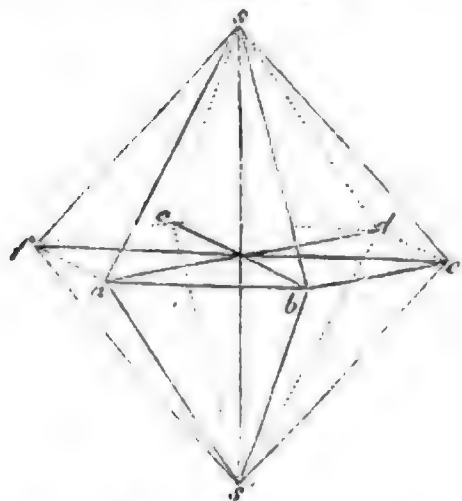
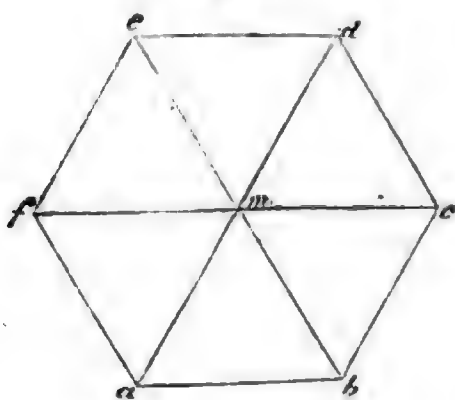


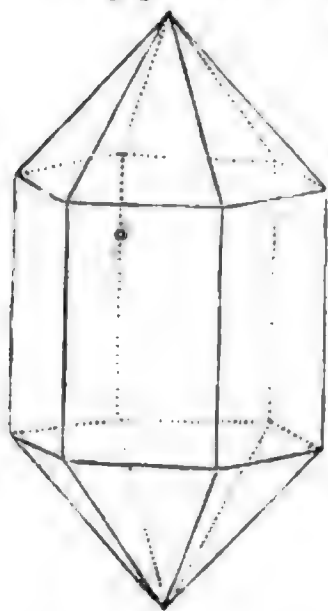
Fig. 853.



Bergkrystall verhält sich die Länge einer Nebenaxe zur Länge der Hauptaxe wie 1 zu 1,1.

Wenn die horizontalen Kanten der doppelt sechseitigen Pyramide durch Flächen abgestumpft sind, welche der Hauptaxe parallel laufen, so entsteht eine regelmäßige sechseitige Säule, welche oben und unten durch eine sechseitige Pyramide begrenzt ist; es ist dies die gewöhnlichste Form des Bergkrystalls; nur ist er in der Regel mit dem einen Ende aufgewachsen, so daß er nur an einem Ende regelmäßig begrenzt ist.

Fig. 854



In Fig. 855 ist die sechseitige Säule oben und unten durch eine ebene Fläche begrenzt, welche auf der Hauptaxe rechtwinklig steht; es ist dies eine Form, welche am Kalkspath häufig beobachtet wird.

Fig. 855.

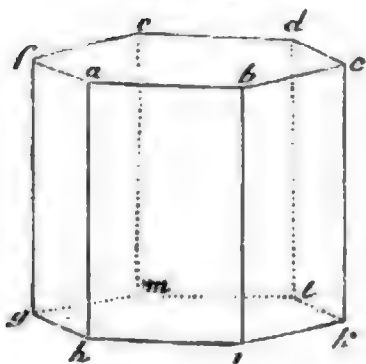
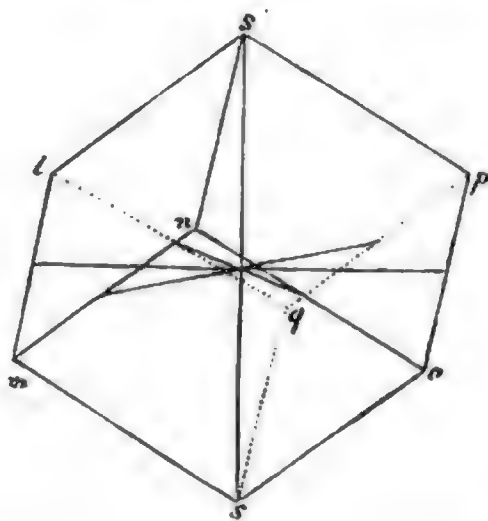


Fig. 856.

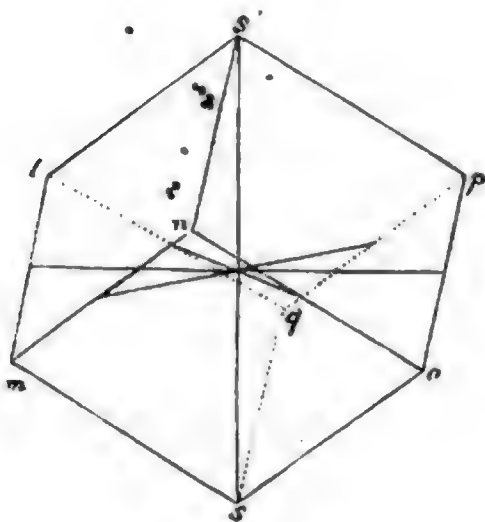


Das Rhomboeder Figur 856 ist die hemiedrische Gestalt der doppelt sechseitigen Pyramide, d. h. man kann sich aus dieser das Rhomboeder dadurch abgeleitet denken,

daß die Hälfte der Flächen bis zum Verschwinden der übrigen wächst. Wenn z. B. in Fig. 852 von den oberen Flächen bcs , des und $f a s$,

von den unteren aber $a b s'$, $c d s'$ und $e f s'$ bis zum Verschwinden der übrigen Flächen wachsen, so entsteht das Rhomboeder Fig. 857, in welches

Fig. 857.



zur Erleichterung der Uebersicht die Axen noch eingezeichnet sind.

Beim Kalkspath verhält sich die Länge einer Nebenaxe zu der Hauptaxe wie 1 zu 0,854.

Die Kanten eines Kalkspathrhomboeders sind nicht gleichartig; jede der drei Kanten nämlich, welche in s zusammentreffen, ist durch zwei Flächen gebildet, die sich hier unter einem Winkel von $105^{\circ} 5'$ schneiden; dasselbe gilt von den drei in s' zusammentreffenden Kanten, während in den Kanten lm , mn , no ,

op , pq sich immer zwei Flächen unter einem Winkel von $74^{\circ} 55'$ schneiden. Man hat also an einem solchen Rhomboeder stumpfe und scharfe Kanten zu unterscheiden.

Auch die Ecken eines Rhomboeders sind von zweierlei Art; in s und s' nämlich treffen immer drei stumpfe Kanten zusammen, in jeder der andern Ecken aber zwei scharfe und eine stumpfe; um die Ecken s und s' von den übrigen zu unterscheiden, wollen wir sie *stumpfe Ecken* nennen.

Denken wir uns die scharfen Kanten lm , mn , no , op , pq und ql des Rhomboeders durch Flächen abgestumpft, welche der Hauptaxe parallel laufen, so entsteht eine sechsseitige Säule, welche oben sowohl als unten durch Rhomboederflächen begränzt ist, eine Combination, welche auch öfters beim Kalkspath gefunden wird.

Die Hauptaxe des Krystalls geht durch die Mitte der stumpfen Ecken, d. h. sie macht gleiche Winkel mit jeder der drei stumpfen Kanten.

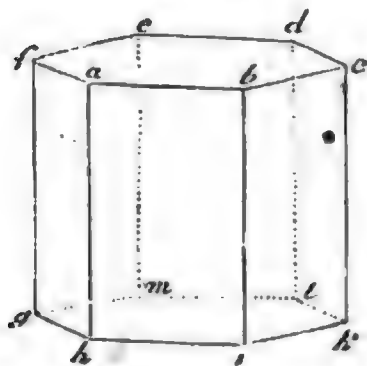
Wir haben bisher nur solche Rhomboeder betrachtet, an welchen alle Flächen gleichmäßig ausgebildet sind, was meistens nicht der Fall ist. Ein ganz gleichmäßig ausgebildetes Rhomboeder dürfte man z. B. nur in zwei Stücke spalten, um zwei rhomboedrische Stücke zu erhalten, deren einzelne Flächen nicht mehr gleich sind. Durch eine solche Zertheilung ist aber die gegenseitige Lage der Flächen, die Größe der Winkel nicht im mindesten geändert; man unterscheidet vor wie nach scharfe und stumpfe Kanten, spitze und stumpfe Ecken. Die Richtung der Hauptaxe ist immer derjenigen Linie parallel, welche gleiche Winkel mit jeder der drei in einem stumpfen Eck zusammenlaufenden Kanten macht.

427 Erscheinungen, welche man durch Kalkspathprismen beobachtet.
Wenn man ein Prisma aus Kalkspath verfertigt, so sieht man durch das-

selbe in der Regel zwei Bilder eines und desselben Gegenstandes, und zwar ist der Abstand der beiden Bilder nicht allein von dem brechenden Winkel des Prismas, sondern auch von der Richtung abhängig, in welcher die Strahlen den Krystall durchlaufen.

Nehmen wir ein Kalkspathprisma zur Hand, dessen brechende Kante mit der krystallographischen Hauptaxe des Minerals parallel ist. Ein solches Prisma läßt sich am leichtesten aus einem, in Form einer sechsseitigen Säule krystallisirten Kalkspathe verfertigen, wenn ein solcher Krystall nur groß und durchsichtig genug ist. Wenn die Säulenflächen eines solchen Krystalls eben genug sind, so kann man ihn ohne weitere Bearbeitung schon zu unseren Versuchen anwenden, indem zwei Säulenflächen, welche weder mit einander parallel sind, noch gerade an einander stoßen, wie die Flächen $a b h i$ und $d c k l$, Fig. 858, einen Winkel von 60° mit einander bilden, also ohne

Fig. 858.



Weiteres als die brechenden Flächen eines Prismas dienen können. Um durch diese beiden Flächen einen Gegenstand recht bequem beobachten zu können, wird man am besten thun, alle anderen Säulenflächen matt zu schleifen oder schwarz anzustreichen. Sollten die beiden Säulenflächen, durch welche man beobachten will, wie es oft der Fall ist, nicht ganz eben, sondern etwas gestreift seyn, so muß man sie eben schleifen und poliren.

Betrachtet man durch ein solches Prisma irgend einen Gegenstand, etwa eine Kerzenflamme, so sind die beiden Bilder sehr weit von einander entfernt; weil es aber bequemer ist, wenn die beiden Bilder näher beisammen liegen, indem man sie alsdann leichter gleichzeitig übersehen kann, so ist ein Prisma vorzuziehen, dessen brechender Winkel kleiner ist; ein solches Prisma läßt sich aber auch leicht aus einer sechsseitigen Säule verfertigen, indem man eine Fläche anschleift, welche etwa durch die Kanten $a h$ und $c k$, und eine zweite, welche durch die Kanten $c k$ und $f g$ geht. Die brechenden Flächen $a h c k$ und $f g c k$, welche sich in der Kante $c k$ schneiden, machen nur einen Winkel von 30° mit einander.

Auch aus Rhomboedern kann man solche Prismen schleifen, deren brechende Kante der Axe parallel ist, und zwar wird man aus Rhomboedern schönere und größere Prismen erhalten, weil man wohl große Kalkspathrhomboeder, aber selten große Säulen findet; doch läßt sich die Art und Weise, wie man aus Rhomboedern solche Prismen schleifen kann, nicht so leicht beschreiben, jedenfalls würde uns eine nähere Auseinandersetzung des Verfahrens zu weit führen.

Wenn man mit einem Kalkspathprisma, dessen brechende Kante der Axe parallel ist, nach der auf Seite 133 angegebenen Methode den Brechungs-

exponenten für das am wenigsten abgelenkte Bild bestimmt, so findet man den Werth 1,483, während man für das andere Bild den Brechungsexponenten 1,654 findet.

In dem eben betrachteten Falle bewegten sich die beiden Strahlen, sowohl der, welchen das am meisten abgelenkte Bild gab, als auch der andere, in solchen Richtungen durch den Krystall, welche auf der Hauptaxe desselben rechtwinklig stehen.

Untersucht man die beiden Bilder eines Kalkspathprismas, dessen brechende Ebenen irgend eine andere Lage gegen die Hauptaxe des Krystalls haben, als es in den bisher besprochenen der Fall war, so werden die Strahlen das Prisma nicht mehr in solchen Richtungen durchlaufen, welche rechtwinklig zur Hauptaxe sind. Bestimmt man abermals die Brechungsexponenten der Strahlen, welche die beiden Bilder geben, so findet man für das am meisten abgelenkte Bild wie vorher den Brechungsexponenten 1,654, für den Brechungsexponenten des andern Strahls findet man aber einen andern zwischen den Gränzen 1,654 und 1,483 liegenden Werth, der mit der Richtung variirt, in welcher der Strahl den Krystall durchläuft.

Der eine Strahl, dessen Brechungsexponent beständig gleich 1,654 gefunden wird, folgt also ganz dem Gesetze der gewöhnlichen Brechung, er wird deshalb der gewöhnliche, der ordentliche oder der ordinäre Strahl genannt; der andere Strahl aber, für welchen kein unveränderliches Verhältniß zwischen dem Sinus des Einfallswinkels und dem Sinus des Brechungswinkels besteht, heißt der ungewöhnliche, außerordentliche oder extraordinaire Strahl.

Da die ordinären Strahlen stets die am meisten abgelenkten sind, so pflanzen sie sich auch mit geringerer Geschwindigkeit im Krystall fort als die extraordinären. Aus der Unveränderlichkeit der Brechungsexponenten, welche man für den ordinären Strahl aus allen Versuchen erhält, ergiebt sich, daß die ordinären Strahlen nach allen Richtungen hin den Krystall mit gleicher Geschwindigkeit durchlaufen; für die ordinären Strahlen also, welche sich von einem Punkte aus nach allen Seiten hin im Kalkspath verbreiten, ist die Oberfläche der Lichtwellen kugelförmig, wie dies auch für die Lichtwellen der Fall ist, welche sich in einem einfach brechenden Mittel, etwa in Luft, in Wasser, in Glas u. s. w. verbreiten.

Da man für die extraordinären Strahlen nicht immer denselben Brechungsexponenten findet, so ist klar, daß sie sich nicht nach allen Richtungen hin mit gleicher Geschwindigkeit im Krystall fortpflanzen, daß die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen also nicht kugelförmig seyn kann.

Suchen wir nun zu ermitteln, wie die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen von der Richtung abhängt, in welcher sie den Krystall durchlaufen.

Der kleinste Werth, welchen man für den Brechungsexponenten der

extraordinären Strahlen findet, ist 1,483, und diesen Werth findet man, wie schon erwähnt wurde, für den Fall, daß die extraordinären Strahlen in irgend einer Richtung den Krystall durchlaufen, welche rechtwinklig auf der Hauptaxe des Krystalls steht. Da der Brechungsexponent der extraordinären Strahlen für alle anderen Richtungen größer ist, so ist klar, daß sich die extraordinären Strahlen im Krystall am schnellsten fortpflanzen, wenn die Richtung, in welcher sie ihn durchlaufen, rechtwinklig auf der krystallographischen Hauptaxe steht.

Die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen ist um so geringer, je mehr sich die Richtung, in welcher sie den Krystall durchlaufen, der krystallographischen Hauptaxe nähert, in der Richtung dieser Axe selbst aber pflanzen sich alle Strahlen mit einer solchen Geschwindigkeit, wie sie dem Brechungsexponenten 1,654 entspricht, also mit der Geschwindigkeit der ordinären Strahlen fort; in der Richtung der Hauptaxe findet also gleichsam gar keine doppelte Brechung Statt; diese Axe ist also optisch von jeder andern Richtung im Krystall verschieden, sie führt deshalb auch den Namen der optischen Axe. Daß in der Richtung der optischen Axe wirklich keine doppelte Brechung stattfindet, läßt sich am einfachsten mit Hülfe eines Prismas zeigen, dessen brechende Flächen $a b$ und $b c$ ungefähr gleich stark

Fig. 859.

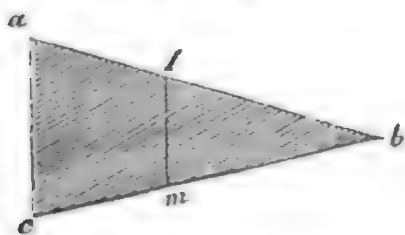
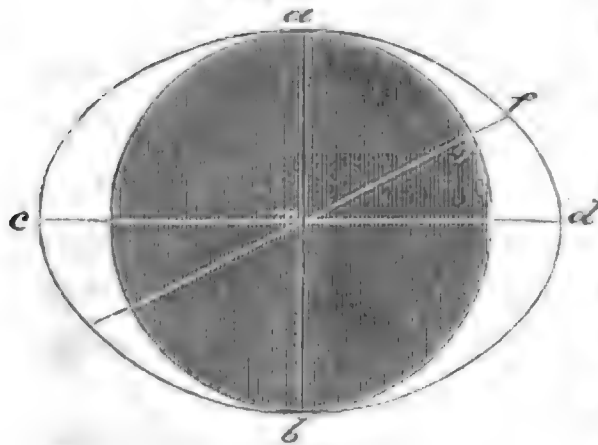


Fig. 860.



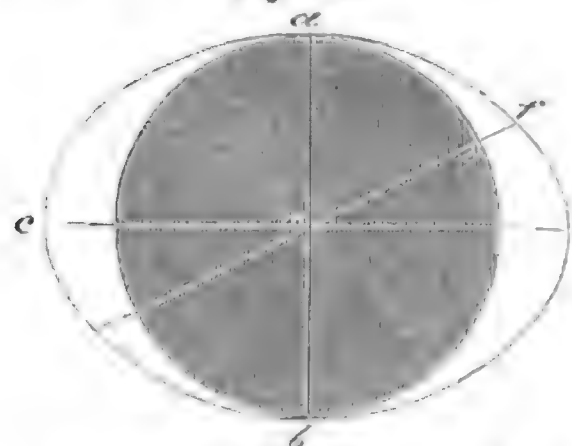
gegen die Richtung $l m$ der optischen Axe geneigt sind. Je nachdem man ein solches Prisma vor das Auge hält, sieht man ein einziges oder zwei Bilder desselben Gegenstandes; wenn man zwei Bilder sieht, so kann man das Prisma so drehen, daß sich die beiden Bilder mehr und mehr einander nähern und daß sie endlich ganz zusammenfallen; in diesem Falle durchlaufen die gebrochenen Strahlen das Prisma in der Richtung der optischen Axe.

In Fig. 860 bezeichne die Linie $a b$ die Richtung der optischen Axe in einem Kalkspathkrystall, die Länge $m a$ und $m b$ aber stelle die Geschwindigkeit der ordinären, $m c$ und $m d$ die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen dar, mit welcher sie sich rechtwinklig zur optischen Axe im Krystall fortpflanzen.

Eine Ellipse, deren kleine Axe $a b$, deren große Axe aber $c d$ ist, stellt uns nun das Gesetz dar, nach welchem sich die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen im Krystall mit ihrer Richtung ändert. Wollte man

z. B. die Geschwindigkeit eines extraordinären Strahls ermitteln, dessen

Fig. 861.



Richtung mit der optischen Ase einen Winkel von 60° macht, so hat man nur durch den Mittelpunkt m eine Linie $m f$ so zu ziehen, daß der Winkel $a m f$ gleich 60° ist; die Länge des Leitstrahls $m f$ stellt alsdann die Geschwindigkeit des extraordinären Strahls in der angegebenen Richtung dar, wenn $m a$ die Geschwindigkeit der ordinären und $m d$ das Maximum der Geschwindigkeit der

extraordinären Strahlen darstellt.

Sollte unsere Figur das Gesetz der Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen im Kalkspath nicht allein der Art, sondern auch der Größe nach darstellen, so müßte sich die kleine Ase der Ellipse zur großen wie 1,483 zu 1,654 verhalten.

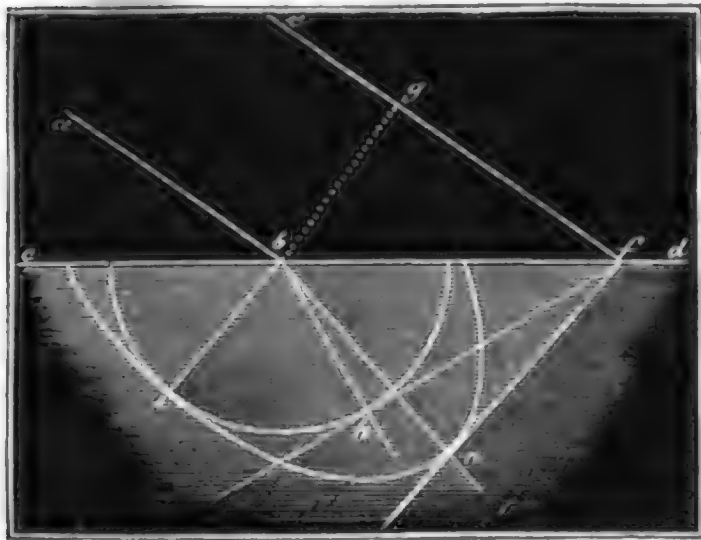
Denken wir uns um den Punkt m einen Kreis mit dem Radius $m a$ gezogen und alsdann die ganze Figur um die Ase $a b$ umgedreht, so entsteht durch die Umdrehung des Kreises eine Kugel, durch die Umdrehung der Ellipse aber ein Ellipsoid; die Kugel stellt die Wellenoberfläche der ordinären, das Ellipsoid die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen dar.

Denken wir uns irgend einen Punkt im Innern eines Kalkspathkristalls, von welchem nach allen Seiten hin ordinäre Strahlen ausgehen, so werden sie sich nach allen Seiten mit gleicher Geschwindigkeit verbreiten; gleichzeitig von jenem Mittelpunkte ausgehend, werden sie auch gleichzeitig auf der Oberfläche einer um diesen Mittelpunkt gelegten Kugel ankommen; diese Kugel ist die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen.

In gleicher Weise bilden auch die von einem Punkt nach allen Richtungen hin ausgehenden extraordinären Strahlen ein Wellensystem, dessen Oberfläche aber keine Kugel, sondern ein Ellipsoid ist. In unserm Falle ist die Kugel, welche die Wellenoberfläche der ordinären Strahlen darstellt, ganz von diesem Ellipsoid eingehüllt, da sich ja die ordinären Strahlen langsamer fortpflanzen als die extraordinären; nur in zwei Punkten berührt die Kugel das Ellipsoid, denn die kleine Ase des Ellipsoids ist ja zugleich ein Durchmesser der Kugel.

Dies vorausgesetzt, ist es nun leicht, die Richtung der beiden gebrochenen Strahlen im Kalkspath durch Construction zu finden. Es sey in Fig. 862 $a b$ die Richtung des einfallenden Strahls, $c d$ die Oberfläche des Kalkspathkristalls, so findet man die Richtung des ordinären gebrochenen Strahls nach der schon oben, Seite 231, angegebenen Construction; man zieht nämlich $e f$ mit $a b$ parallel, fällt von b aus das Perpendikel $b g$ auf diese

Linie und beschreibt dann um b einen Kreis, dessen Halbmesser sich zu der Länge $g f$ verhält wie 1 zu 1,654; zieht man von f aus eine Tangente an den Kreis, so ist die von b nach dem Berührungspunkte h gezogene Linie die Richtung des gebrochenen ordinären Strahls.



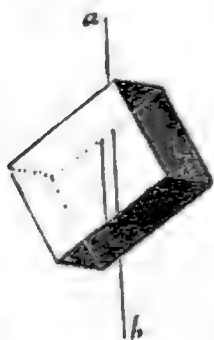
Wenn nun die optische Axe des Krystalls mit der Richtung $b i$ zusammenfällt, so ist der Durchschnitt der Papierebene mit der Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen

die in unserer Figur gezeichnete Ellipse; um nun die Richtung des gebrochenen extraordinären Strahls zu finden, hat man nur von f aus eine Tangente an die Ellipse und dann von b aus nach dem Berührungspunkt n eine Linie zu ziehen, welche letztere dann die Richtung des gebrochenen extraordinären Strahls ist.

Wir haben bei der eben angegebenen Construction nur einen besondern Fall vor Augen gehabt, nämlich daß die optische Axe des Krystalls in der Einfallsebene des Strahls $a b$ liegt, daß also die optische Axe mit der Ebene der Figur zusammenfällt; wenn dies nicht der Fall ist, läßt sich die Richtung des extraordinären Strahls nicht durch Zeichnung ermitteln, weil er alsdann aus der Ebene des Papiers heraustritt; um nämlich die Richtung des extraordinären Strahls zu finden, hätte man durch f eine Linie rechtwinklig zur Ebene des Papiers und durch diese Linie eine berührende Ebene an die ellipsoidische Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen zu legen; nach dem Berührungspunkte dieser Ebene und des Ellipsoids, welche im Allgemeinen außerhalb der Einfallsebene liegt, hat man dann von b aus eine Linie zu ziehen.

Aus dieser Construction, welche schon von H u n g h e n s angegeben worden ist, ergibt sich, daß der extraordinäre Strahl nicht immer in der Einfallsebene bleibt, was bei der gewöhnlichen Brechung stets der Fall ist. Um durch den Versuch zu zeigen, daß der extraordinäre Strahl nicht immer mit der Einfallsebene zusammenfällt, verfährt man am einfachsten auf folgende Art: Man ziehe auf ein Blatt weißen Papiers eine gerade Linie und bringe das Auge in irgend einen Punkt der durch die Linie gelegten Verticalebene, etwa vertical über den Punkt b , Fig. 863. Legt man nun ein Kalkspathrhomboeder so auf das Papier, daß dadurch ein Theil der Linie bedeckt wird, so sieht man im Krystall ein doppeltes Bild der Linie; das eine Bild fällt in die

Richtung $a b$, die Strahlen, die es erzeugen, bleiben also in der Einfallsebene, das andere Bild hingegen liegt rechts oder links von $a b$, die Strahlen, welche dieses Bild erzeugen, sind also nicht in der durch die Linie $a b$ und das Auge gelegten Einfallsebene geblieben. Nur in einem besondern Falle fällt auch das extraordinäre Bild in die Einfallsebene, wenn nämlich die optische Axe des Krystalls selbst in der Einfallsebene liegt; in diesem Falle decken sich auch die beiden Bilder der Linie.



428

Einarige Krystalle. Einarig heißen solche Krystalle,

welche nur eine optische Axe haben, d. h. in denen es nur eine einzige Richtung giebt, nach welcher der Krystall von allen Lichtwellen mit gleicher Geschwindigkeit durchlaufen wird, wie dies beim Kalkspath und bei vielen anderen Krystallen der Fall ist, die wir bald werden kennen lernen.

Beim Kalkspath werden die ordinären Strahlen stärker gebrochen als die extraordinären; alle einrigen Krystalle nun, bei welchen dies ebenso der Fall ist, werden negative Krystalle genannt. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten der bis jetzt bekannten einrigen negativen Krystalle aufgezählt.

Kalkspath (kohlenaurer Kalk)	Glimmer von Kariat
Bitterspath (kohlenfaure Kalkmagnesia)	Phosphorsaures Bleiorpb
Braunspath (kohlenfaures Kalkeisen)	Strontianhydrat
Turmalin	Saures arseniksaures Kali
Rubellit	Chlorstrontium
Corund	Chlorcalcium
Saphir	Honigstein
Rubin	Schwefelsaures Nickelorb
Smaragd	Blutlaugensalz
Beryll	Phosphorsaurer Kalk
Apatit	Arseniksaures Bleiorpb
Idocras (Vesuvian)	Salpetersaures Natron.
Wernerit.	

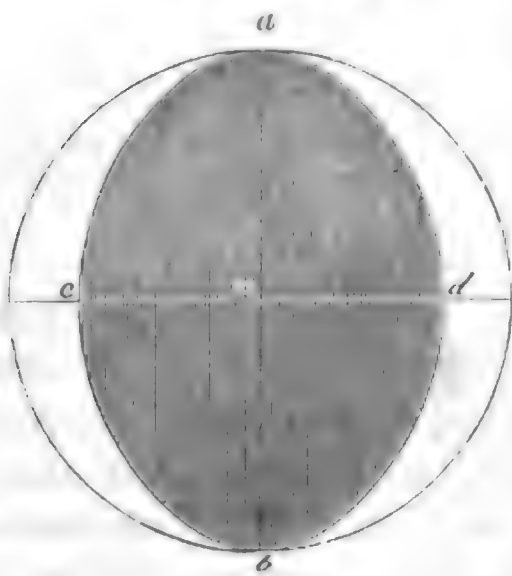
Solche einrigen Krystalle, bei denen die extraordinären Strahlen stärker gebrochen werden, heißen positive; folgende sind die wichtigsten einrigen positiven Krystalle.

Zirkon	Essigsaures Kalkkupfer
Quarz	Magnesiahydrat
Eisenorb	Eis
Wolframsaures Zinkorb	Titanit
Apophyllit	Zinnstein.

Nehmen wir z. B. ein Bergkrystallprisma, dessen brechende Kante mit der krystallographischen Hauptaxe parallel ist, also etwa geradezu eine sechsseitige Säule von Bergkrystall, wie sie sich in der Natur finden, so kann diese ganz in derselben Weise als Prisma dienen, wie ein in Form einer sechsseitigen Säule krystallisirter Kalkspath; in einem solchen natürlichen Quarzprisma liegen auch die beiden Bilder weit weniger von einander entfernt, als es bei einem solchen Kalkspathprisma der Fall ist; es ist also zu diesen Versuchen sehr geeignet. Bestimmt man nun mit Hülfe dieses Prismas den Brechungsexponenten für die beiden Bilder, so findet man die Werthe 1,558 und 1,548. Schleift man ein Prisma nach irgend einer andern Richtung, so findet man für den am wenigsten abgelenkten Strahl abermals den Brechungsexponenten 1,548, für den andern Strahl aber einen Brechungsexponenten, welcher zwischen 1,558 und 1,548 liegt; der Brechungsexponent der extraordinären Strahlen ist also stets größer als der der ordinären, die extraordinären werden also am stärksten gebrochen.

Bei den einaxigen positiven Krystallen fällt, wie bei allen einaxigen Krystallen, die optische Axe mit der krystallographischen Hauptaxe zusammen. Wenn nun in Fig. 864 $m a$ und $m b$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeit

Fig. 864.



der ordinären Strahlen, $m c$ und $m d$ aber die geringere Fortpflanzungsgeschwindigkeit der stärker brechbaren extraordinären Strahlen rechtwinklig zur optischen Axe darstellen, wenn man ferner mit dem Halbmesser $m a$ einen Kreis um m zieht, über die Axen $a b$ und $c d$ eine Ellipse construirt und sich dann die ganze Figur um die Axe $a b$ umgedreht denkt, so entsteht durch die Umdrehung des Kreises eine Kugel, durch die Umdrehung der Ellipse ein Ellipsoid; die Kugel ist die Wellen-

oberfläche der ordinären, das Ellipsoid die Wellenoberfläche der extraordinären Strahlen in einem einaxigen positiven Krystall; hier ist die große Axe der Ellipse die Umdrehungsaxe des Ellipsoids, und das Ellipsoid wird ganz von der Kugel eingehüllt.

Zusammenhang der Krystallform mit der doppelten Brechung. 429

Alle Krystalle, welche zum regulären Krystallsystem gehören, haben keine doppelte Brechung, alle Krystalle aber, welche zu irgend einem andern Krystallsystem gehören, sind doppeltbrechend. Optisch einaxig sind alle Krystalle des zwei- und einaxigen und des drei- und einaxigen Systems, alle Krystalle

der drei übrigen Arten haben zwei optische Axen; von den zweiaxigen Krystallen wird noch weiter unten die Rede seyn.

Die Grundgestalt des zwei- und einaxigen Krystallsystems ist ein Octaeder mit quadratischer Basis; die beiden horizontalen Axen dieser Grund-

Fig. 865.

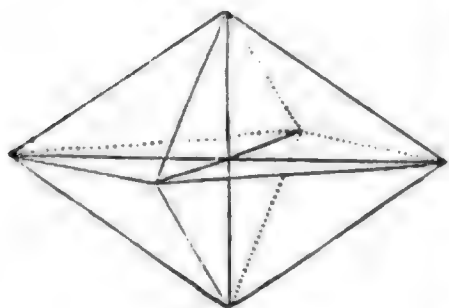


Fig. 866.

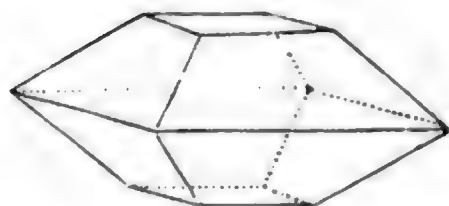
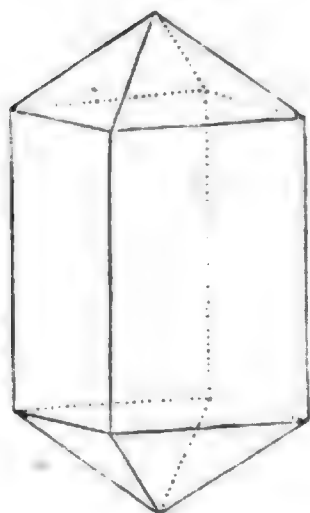


Fig. 867.



gestalt sind einander gleich und schneiden sich unter rechtem Winkel, die verticale Hauptaxe aber, welche auf der Ebene der horizontalen Nebenaxen rechtwinklig steht, ist entweder größer oder kleiner als diese Nebenaxen. Diese Grundform kommt ganz rein beim Honigstein vor; bei diesem Mineral verhält sich die Länge einer Nebenaxe zur Länge der Hauptaxe wie 1 zu 0,746.

Wird das obere und untere Eck durch eine Fläche (die gerade Endfläche) abgestumpft, welche auf der Hauptaxe rechtwinklig steht, so entsteht die Combination Fig. 866, eine Form, welche ebenfalls beim Honigstein und auch beim Aposphyllit beobachtet wird; es ist dies auch die Gestalt, in welcher in der Regel das Blutlaugensalz im Handel vorkommt. Das schwefelsaure Nickeloryd krystallisirt ebenfalls häufig in der Form eines oben und unten abgestumpften Quadratoctaeders.

Denken wir uns die horizontalen Kanten des Quadratoctaeders durch Flächen abgestumpft, welche mit der Hauptaxe parallel sind, so entsteht die Combination Fig. 867, eine quadratische Säule, welche an beiden Enden durch die Flächen des Quadratoctaeders begränzt ist. Dies ist die Krystallform des sauren arseniksauren Kalis; auch der Zirkon kommt meistens

als quadratische Säule vor.

Wenn jede der verticalen Kanten der Säule Fig. 867 durch eine Fläche abgestumpft wird, welche auf der einen Nebenaxe rechtwinklig steht, so entsteht eine 8seitige Säule. Diese 8seitige Säule oben und unten durch die gerade Endfläche begränzt, ist die Form, in welcher gewöhnlich das essigsaure Kalkkupfer krystallisirt; manchmal kommt auch diese Form noch mit Octaederflächen combinirt vor.

Außer den eben besprochenen gehören auch noch folgende der oben ange-

föhrten optisch einaxigen Krystalle dem zwei- und einaxigen Krystallsystem an: Wernerit, Vesuvian, Rutil, Zinnstein.

Alle übrigen oben als optisch einaxig angeführten Krystalle gehören dem drei- und einaxigen Krystallsystem an, welches schon bei Gelegenheit der Krystallform des Kalkspaths weiter besprochen worden ist.

Bei allen optisch einaxigen Krystallen fällt die Richtung der optischen Axe mit der krystallographischen Hauptaxe zusammen.

Polarisation durch doppelte Brechung. Wenn man die Licht-430 strahlen genauer untersucht, welche durch irgend einen doppeltbrechenden Körper hindurchgegangen sind, so findet man, daß sie stets polarisirt sind. Am leichtesten kann man sich davon auf folgende Weise überzeugen: Man halte irgend ein doppeltbrechendes Prisma vor das Auge, so wird man von einem und demselben Gegenstande zwei Bilder sehen; hält man nun zwischen das Auge und das Prisma eine polarisirende Turmalinplatte, so wird man leicht eine bestimmte Stellung derselben ausmitteln können, bei welcher nur eins der beiden Bilder im Prisma sichtbar ist; dreht man alsdann die Turmalinplatte in ihrer Ebene langsam um, so wird alsbald das zweite Bild auch sichtbar werden; je weiter man dreht, desto lichtschwächer wird das erste Bild, während das zweite stärker wird, und wenn man endlich um 90° gedreht hat, so verschwindet das erste Bild, und nur das zweite ist sichtbar. Daraus geht nun nicht allein hervor, daß die Lichtstrahlen der beiden Bilder polarisirt sind, sondern auch, daß die Polarisationsebene des einen Bildes rechtwinklig auf der Polarisationsebene des andern steht, oder, mit andern Worten, daß die beiden Strahlenarten, welche sich durch einen doppeltbrechenden Krystall fortpflanzen, rechtwinklig zu einander polarisirt sind.

Nehmen wir ein Kalkspathprisma zur Hand, dessen brechende Kante mit der optischen Axe parallel ist. Die beiden Bilder irgend eines Gegenstandes, etwa einer Kerzenflamme, welche man durch das Prisma sieht, liegen neben einander, wenn man die Kante des Prismas vertical hält. Bringt man nun eine Turmalinplatte zwischen das Prisma und das Auge, so verschwindet bald das eine, bald das andere Bild, je nachdem man der Turmalinplatte verschiedene Stellungen giebt.

Das eine Bild verschwindet, wenn die krystallographische Hauptaxe der Turmalinplatte vertical, also parallel mit der Kante des Prismas gehalten wird, das andere Bild verschwindet, wenn die Axe der Turmalinplatte wagrecht steht.

Nun aber läßt die Turmalinplatte nur solche polarisirten Strahlen durch, deren Schwingungen mit ihrer Hauptaxe parallel sind; hält man also die Platte so, daß ihre Axe senkrecht steht, so gehen nur die verticalen Oscilla-

tionen durch, hält man sie aber wagerecht, so werden nur wagerechte Schwingungen durchgelassen.

Da nun in den beiden Gränzlagen, wenn nämlich die Ase der Turmalinplatte vertical oder wagerecht ist, nur ein Bild sichtbar ist, so geht daraus hervor, daß die Vibrationen, welche das eine Bild erzeugen, parallel mit der optischen Ase des Kalkspathprismas sind, während die Aethervibrationen, welche den andern Strahl fortpflanzen, in einer Ebene vor sich gehen, welche auf der optischen Ase rechtwinklig steht.

Wie man auch ein Prisma aus Kalkspath oder irgend einem andern einaxigen doppeltbrechenden Krystall schneiden mag, stets findet man, wenn man die beiden Bilder mit Hülfe einer Turmalinplatte untersucht, daß sie rechtwinklig zu einander polarisirt sind; die Richtung, nach welcher die Vibrationen für die beiden Strahlen stattfinden, läßt sich aber auf folgende Weise bestimmen.

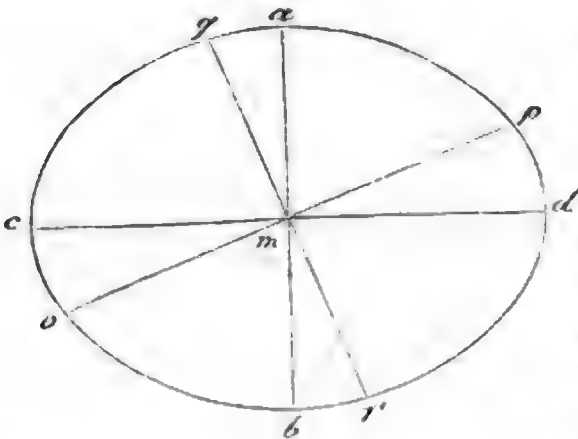
Denkt man sich durch die Richtung, in welcher ein Lichtstrahl den Krystall durchläuft, und durch die Richtung der optischen Ase eine Ebene gelegt, so wird eine solche Ebene ein Hauptschnitt genannt; die Schwingungen des ordinären Strahls sind nun stets rechtwinklig auf der Ebene des Hauptschnitts, also auch rechtwinklig auf der Richtung der optischen Ase, die Schwingungen, welche den extraordinären Strahl fortpflanzen, finden dagegen in der Ebene des Hauptschnitts Statt.

431 Erklärung der doppelten Brechung durch die Vibrationstheorie.

Um die bisher besprochenen Erscheinungen der doppelten Brechung zu erklären, nimmt die Undulationstheorie an, daß in allen doppeltbrechenden Krystallen die Elasticität des Aethers, durch dessen Vibrationen sich die Lichtstrahlen fortpflanzen, nicht nach allen Richtungen dieselbe sey.

So ist z. B. im Kalkspath die Elasticität des Aethers in der Richtung der Krystallographischen Hauptaxe größer als nach jeder andern Richtung, dahingegen ist die Elasticität des Aethers im Kalkspath ein Minimum nach allen Richtungen, welche auf der Ase rechtwinklig stehen.

Fig. 868.



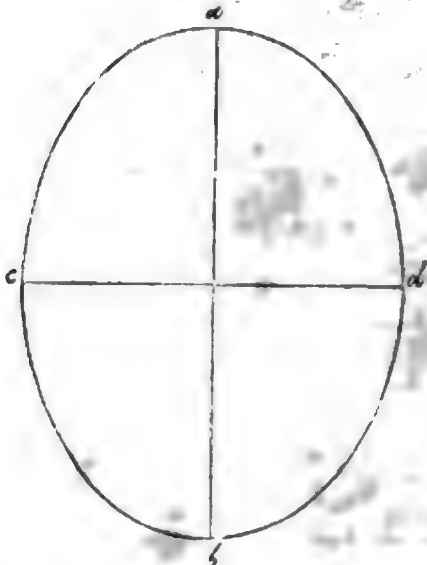
Stellen wir durch *a b*, Fig. 868, die Elasticität des Aethers in der Richtung der optischen Ase eines positiven Krystalls, durch *c d* die Elasticität rechtwinklig zur optischen Ase dar; beschreiben wir ferner eine Ellipse, deren kleine Ase *a b*, deren große Ase aber *c d* ist, denken wir uns alsdann die ganze Figur um die Ase *a b* umgedreht, so entsteht ein Umdrehungsellipsoid, welches das

Gesetz darstellt, nach welchem sich die Elasticität des Aethers nach verschiedenen Richtungen ändert. Dieses Umdrehungsellipsoid führt den Namen

der Elasticitätsoberfläche, und zwar ist es die Elasticitätsoberfläche für einaxige positive Krystalle.

Bei negativen Krystallen ist die Elasticität des Aethers in der Richtung der optischen Axe größer als nach jeder andern Richtung, ein Minimum aber nach allen Richtungen, welche auf der optischen Axe rechtwinklig stehen. Wenn in der Ellipse Fig. 869 die große Axe $a b$ die Elasticität des Aethers

Fig. 869



in einem einaxigen negativen Krystall, die kleine Axe $c d$ aber die Elasticität des Aethers rechtwinklig zur optischen Axe darstellt, so entsteht durch Umdrehung dieser Ellipse um die große Axe $a b$ die Elasticitätsoberfläche einaxiger negativer Krystalle.

Jede durch die optische Axe eines einaxigen Krystalls gelegte Ebene schneidet seine Elasticitätsoberfläche in einer Ellipse, jede auf der optischen Axe rechtwinklig stehende Ebene schneidet sie aber in einem Kreise.

Die Fig. 868 stellt uns den Durchschnitt der Elasticitätsoberfläche eines positiven Krystalls mit einer durch seine optische Axe gelegten Ebene dar; wenn nun ein Lichtstrahl rechtwinklig zu dieser Ebene, also auch rechtwinklig zur optischen Axe durch den Krystall hindurchgeht, so wird die Geschwindigkeit, mit welcher er sich fortpflanzt, von der Richtung abhängen, in welcher die ihn erzeugenden Vibrationen stattfinden. Wenn m die Projection des sich rechtwinklig zur Ebene des Papiers fortpflanzenden Strahls ist, so können seine Vibrationen in der Richtung $a b$ oder in der Richtung $c d$ stattfinden.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Lichtstrahlen hängt nur von der Elasticität des Aethers in der Richtung ab, nach welcher die Vibrationen stattfinden; da aber in der Richtung $a b$ der Aether eine geringere Elasticität hat als in der Richtung $c d$, so werden die parallel mit $a b$ vor sich gehenden Schwingungen sich langsamer fortpflanzen als die Vibrationen, welche parallel mit $c d$ stattfinden, obgleich für beide Vibrationsarten die Richtung des Lichtstrahls dieselbe ist.

Die Geschwindigkeit eines Lichtstrahls, welcher sich rechtwinklig zur optischen Axe des Krystalls fortpflanzt, würde alle möglichen zwischen den beiden Gränzen liegenden Werthe haben können, welche den Schwingungsrichtungen $a b$ und $c d$ entsprechen, wenn überhaupt solche Schwingungen, deren Richtung zwischen $a b$ und $c d$ fällt, sich rechtwinklig zur Axe des Krystalls durch denselben fortpflanzen könnten. Die oben angeführten Versuche beweisen aber, daß sich rechtwinklig zur optischen Axe nur solche

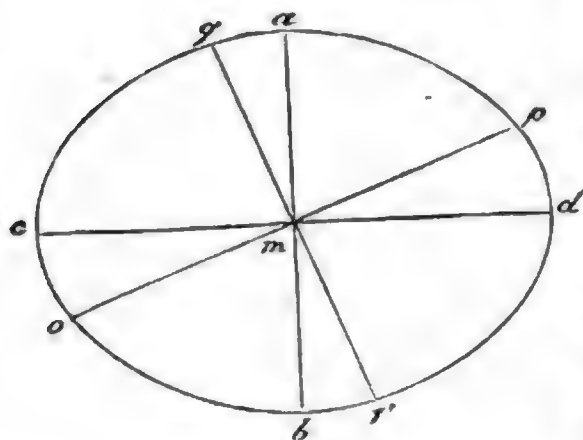
Strahlen fortpflanzen, deren Schwingungsrichtung mit der Richtung der optischen Ase zusammenfällt oder auf ihr rechtwinklig steht; also nur Schwingungen, die parallel mit der kleinen Ase $a b$ oder parallel mit der großen Ase $c d$ der Ellipse, Fig. 870, sind, pflanzen einen Lichtstrahl rechtwinklig zur optischen Ase des Krystalls fort.

Jede durch den Mittelpunkt der Elasticitätsoberfläche gelegte Ebene schneidet dieselbe in einer Ellipse, wenn sie nicht gerade rechtwinklig auf der optischen Ase steht, denn in diesem Falle ist die Durchschnittslinie ein Kreis; wenn nun ein Lichtstrahl rechtwinklig zu der Ebene eines solchen elliptischen Schnittes den Krystall durchläuft, so müssen die ihn fortpflanzenden Vibrationen mit der Ebene des elliptischen Schnittes parallel seyn, allein nur solche Vibrationen pflanzen sich durch den Krystall fort, die mit der großen oder der kleinen Ase des elliptischen Schnittes parallel sind; und somit werden in jeder Richtung zwei Strahlen mit verschiedener Geschwindigkeit den Krystall durchlaufen können, je nachdem die Vibrationen, welche den Strahl fortpflanzen, mit der großen oder mit der kleinen Ase des auf der Richtung des Strahls rechtwinkligen elliptischen Schnittes parallel sind.

In welcher Richtung ein Lichtstrahl auch den Krystall durchlaufen mag, so wird doch eine auf seiner Richtung rechtwinklige Ebene die Elasticitätsoberfläche in einer Ellipse schneiden, deren eine Ase rechtwinklig auf der optischen Ase des Krystalls steht, während die andere Ase in die Ebene fällt, welche man durch die Richtung des Strahls und die Richtung der optischen Ase legen kann, und die wir schon früher mit dem Namen des Hauptschnitts bezeichnet haben.

Nehmen wir z. B. an, es pflanze sich ein Lichtstrahl in der Richtung $o p$, Fig. 870, durch den Krystall fort, so wird eine auf dieser Richtung

Fig. 870.



rechtwinklige, durch die Mitte der Elasticitätsoberfläche gelegte Ebene diese in einer Ellipse schneiden, welche, weil sie auf der Ebene der Figur rechtwinklig steht, hier als Linie $q r$ verkürzt erscheint; die eine Ase dieses elliptischen Schnittes ist $q r$, und diese Ase liegt in der durch die Richtung des Strahls $o p$ und die optische Ase $a b$ gelegten Ebene (hier die Ebene des Papiers), die andere Ase des elliptischen Schnittes erscheint in unserer

Figur zur Linie verkürzt, sie fällt mit einem in m auf der Ebene des Papiers errichteten Perpendikel zusammen; die Länge dieser Ase aber ist gleich der Ase $c d$, weil ja die Elasticität des Aethers nach allen Richtungen hin, welche auf der Ase $a b$ rechtwinklig sind, dieselbe ist.

Nach diesen Betrachtungen begreift man nun sehr wohl, warum die ordinären Strahlen sich nach allen Richtungen hin mit gleicher Geschwindigkeit im Krystall fortpflanzen, da ja ihre Vibrationen stets rechtwinklig zur optischen Ase sind und die Elasticität des Aethers nach allen auf der optischen Ase rechtwinkligen Richtungen dieselbe ist; die Geschwindigkeit der extraordinären Strahlen aber, deren Vibrationen in der Ebene des Hauptschnitts vor sich gehen, hängt von der Richtung der Strahlen ab. Wenn ein extraordinärer Strahl rechtwinklig zur optischen Ase den Krystall durchläuft, so finden seine Vibrationen in der Richtung der optischen Ase Statt; je mehr sich aber die Richtung des extraordinären Strahls der Richtung der optischen Ase nähert, desto mehr nähert sich der Winkel, den seine Vibrationen mit der optischen Ase machen, einem rechten, desto weniger ist also seine Geschwindigkeit von der Geschwindigkeit der ordinären Strahlen verschieden.

Die Vibrationen eines Strahls, welcher den Krystall in der Richtung der optischen Ase durchläuft, sind rechtwinklig zur optischen Ase; da aber die Elasticität des Aethers nach allen auf der optischen Ase rechtwinkligen Richtungen dieselbe ist, so findet für Strahlen, deren Richtung mit der optischen Ase zusammenfällt, keine Verschiedenheit in der Geschwindigkeit Statt.

Da in einem positiven Krystalle die Elasticität des Aethers rechtwinklig zur optischen Ase ein Maximum ist, so pflanzen sich auch die ordinären Strahlen, deren Vibrationen rechtwinklig zur optischen Ase vor sich gehen, schneller im Krystall fort als die extraordinären; die ordinären Strahlen werden also weniger stark gebrochen als die extraordinären; in negativen Krystallen dagegen werden die ordinären Strahlen am stärksten gebrochen, weil die Elasticität des Aethers rechtwinklig zur optischen Ase in diesen Krystallen ein Minimum ist, weil sich also die ordinären Strahlen langsamer im Krystall fortpflanzen als die extraordinären.

Diese Betrachtungen enthalten auch den Grund, warum man annimmt, daß die Vibrationen eines polarisirten Lichtstrahls rechtwinklig zu seiner Polarisationsebene stattfinden. Um die gleichförmige Fortpflanzungsgeschwindigkeit der ordinären Strahlen zu erklären, müssen wir nothwendig annehmen, daß ihre Schwingungen rechtwinklig zur optischen Ase stattfinden. Wenn man nun ein Kalkspathprisma vor das Auge hält, dessen brechende Kante mit der optischen Ase parallel ist, so muß man, um das extraordinäre Bild verschwinden zu machen, eine Turmalinplatte so zwischen das Auge und das Prisma bringen, daß die krystallographische Hauptaxe der Turmalinplatte rechtwinklig auf der optischen Ase des Prismas steht; da nun die Vibrationen des durch die Turmalinplatte noch sichtbaren Bildes rechtwinklig zur optischen Ase des Kalkspathes sind, so ist klar, daß eine Turmalinplatte gerade solche Vibrationen durchläßt, welche mit ihrer krystallographischen Ase parallel sind, wie wir dies oben schon ohne Weiteres angenommen

haben. Wenn man aber durch eine Turmalinplatte nach dem untern Spiegel eines Polarisationsapparates sieht, so bleibt das Gesichtsfeld hell, wenn die Krystallographische Ase der Turmalinplatte, also die Schwingungsrichtung der durchgelassenen Strahlen, auf der Reflexionsebene des untern Spiegels, also auf der Polarisationsebene der zur Turmalinplatte gelangenden Strahlen, rechtwinklig steht.

432 Doppeltbrechende Prismen als polarisirende Apparate. Da alle Strahlen, welche einen doppeltbrechenden Krystall durchlaufen haben, polarisirt sind, so kann man auch doppeltbrechende Prismen statt der Polarisationsspiegel oder statt der Turmalinplatten anwenden; namentlich lassen sich doppeltbrechende Prismen sehr gut statt des Zerlegungsspiegels als Kopf des Polarisationsapparates anwenden.

Wenn man ein doppeltbrechendes Prisma als Zerleger im Polarisationsapparat anwenden will, ist es zweckmäßig, dasselbe durch ein Glasprisma zu achromatisiren, damit die prismatische Farbenzerstreuung und die Ablenkung der Bilder nicht störend wirkt. Wenn man ein Kalkspathprisma und ein Glasprisma von gleichem brechenden Winkel zusammenkittet, so findet für den ordinären Strahl weder eine Ablenkung, noch eine Farbenzerstreuung Statt, da der Brechungsexponent und die Farbenzerstreuung im Glase dem Brechungsexponenten und der Farbenzerstreuung für den ordinären Strahl im Kalkspathprisma ziemlich gleich ist. Sieht man durch ein so achromatisirtes Kalkspathprisma nach irgend einem Gegenstande, etwa nach einer Kerzenflamme, so sieht man zwei Bilder, von denen das eine, das extraordinäre, noch farbige Säume zeigt, während das andere davon frei ist. Dreht man nun das Prisma vor dem Auge um, so bleibt dabei das farblose Bild fast ganz unverrückt stehen, während das farbig gesäumte sich um das erstere dreht.

Um ein achromatisches Kalkspathprisma bequem als Kopf des Polarisationsapparates gebrauchen zu können, wird es in eine Hülse von Messing gefaßt, wie man Fig. 871 sieht; man kann es ganz ebenso auf den Apparat aufsetzen, wie die in Fig. 842 abgebildete Röhre mit der

Fig. 871.



Säule von Glasplatten. Wenn man auf das mittlere Tischchen des Polarisationsapparates einen schwarzen Schirm legt, in dessen Mitte sich eine Oeffnung von etwa zwei Linien Durchmesser befindet, so kann nur durch diese Oeffnung polarisirtes Licht zum obern Theil des Apparates gelangen. Sieht man nach der Oeffnung von oben her durch ein achromatisirtes Kalkspathprisma, so sieht man die Oeffnung doppelt, und wenn man das Prisma um seine verticale Ase umdreht, so werden die beiden Bilder abwechselnd hell und dunkel; wenn die Helligkeit des einen Bildes zunimmt, so nimmt die des andern ab, und wenn das eine Bild ein Maximum von Helligkeit erreicht hat, so

erscheint das andere Bild ganz dunkel, was sich ganz natürlich dadurch erklärt, daß die beiden Strahlenarten, welche sich durch ein doppelbrechendes Prisma fortpflanzen können, rechtwinklig zu einander polarisirt sind; das eine der beiden Bilder entspricht also dem Fall der parallelen, das andere dem Fall der gekreuzten Spiegel des Polarisationsapparates.

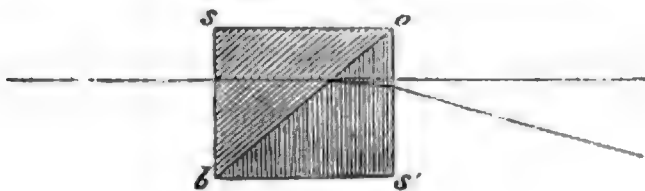
Zu vielen Versuchen ist eine Turmalinplatte ungleich bequemer als ein Polarisationsspiegel, nur ist oft die Färbung einer solchen Platte störend; statt der Turmalinplatte könnte man aber fast eben so bequem ein doppelbrechendes Prisma zur Erzeugung oder Zerlegung des polarisirten Lichts anwenden, wenn es nicht zu gleicher Zeit zwei rechtwinklig zu einander polarisirte Strahlenbündel lieferte. Auf eine sinnreiche Weise hat nun Nicol zwei Kalkspathprismen so combinirt, daß nur das eine polarisirte Strahlenbündel durch das System hindurchgeht.

In Fig. 872 seyen $a b c$ und $b c d$ zwei Kalkspathstücke, die mit den wohlpolirten Flächen $b c$ durch Kanadabalsam zusammengekittet sind. Die Fläche $c b$ hat nun gegen die durch die Fläche $c d$ eindringenden Strahlen eine solche Neigung, daß die stärker brechbaren ordinären Strahlen an der Balsamschicht, deren Brechungsexponent 1,54 ist, schon eine vollständige Reflexion erleiden, während nur die weniger brechbaren extraordinären Strahlen durch die Balsamschicht hindurch in das andere Prisma gelangen und bei $a b$ austreten. Ein solches Prisma giebt also nur ein polarisirtes Bild.



Wenn man schräg auf eine Wasseroberfläche sieht, so kann man die unter dem Wasserspiegel befindlichen Gegenstände nur schwer erkennen, weil der Glanz der Wasseroberfläche es hindert; da die vom Wasser gespiegelten Strahlen aber größtentheils polarisirt sind, so kann man dieses störende Licht leicht vom Auge abhalten, wenn man sie nach Arago's Angabe mit einer gehörig gehaltenen Turmalinplatte auffängt. Auch das Nicol'sche Prisma läßt sich seiner Farblosigkeit wegen mit Vortheil anwenden, um durch Abhaltung des an der Oberfläche des Wassers gespiegelten Lichts die unter dem Wasser befindlichen Gegenstände sichtbar zu machen.

Fig. 873.

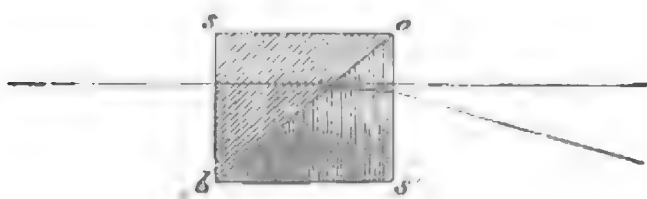


Rochon's Mikrometer. 433

In Fig. 873 seyen $o b s$ und $o b s'$ zwei zusammengekittete Prismen von Bergkrystall; die optische Axe des einen steht rechtwinklig auf der Fläche $s b$, sie läuft also mit der Fläche $s o$ parallel, die optische Axe

des zweiten Prismas hingegen läuft parallel mit der Durchschnittskante der

Fig. 874.



Flächen os' und bs' , sie steht also rechtwinklig auf der Ebene des Papiers. Wenn nun von irgend einem Gegenstand her Lichtstrahlen rechtwinklig auf die vordere Fläche $s b$ des ersten Prismas fallen, so werden sie ohne alle Ablenkung

dieses erste Prisma durchlaufen; beim Uebergang in das zweite Prisma werden die ordinären Strahlen auch nicht abgelenkt, sie treten also mit unveränderter Richtung an der Fläche os' aus; die extraordinären Strahlen hingegen werden durch das zweite Prisma eine Ablenkung erfahren, sie verlassen dasselbe in einer andern Richtung, als die ordinären; der Winkel e , den die austretenden ordinären Strahlen mit den austretenden extraordinären machen, hängt von der Größe des brechenden Winkels bos' ab, und man kann den Winkel e berechnen, wenn die Größe des Winkels bos' bekannt ist, da man ja die Brechungsexponenten der extraordinären und der ordinären Strahlen im Bergkrystall ein- für allemal kennt. Wenn der brechende Winkel bos' 30° , 40° , 50° , 60° ist, so findet man für den Ablenkungswinkel e die Werthe $19' 30''$, $28' 20''$, $40'$, $57' 40''$.

Statt den Ablenkungswinkel e durch Rechnung zu ermitteln, ist es besser, ihn direct durch den Versuch zu bestimmen. Wenn man nämlich durch ein solches Prisma nach irgend einem Gegenstande hinsieht, so erblickt man zwei Bilder desselben, die je nach der Größe und Entfernung des Gegenstandes theilweise einander decken oder durch einen Zwischenraum von einander getrennt erscheinen. Wenn nun der zu betrachtende Gegenstand eine kreisförmige Scheibe ist, so ist es leicht, sie in eine solche Entfernung zu bringen, daß die beiden Bilder sich gerade berühren, und in diesem Falle erscheinen die beiden Mittelpunkte gerade um den Durchmesser d der Scheibe getrennt. Bezeichnet man nun die Entfernung der Scheibe mit z , so ist offenbar

$$\text{tang. } e = \frac{d}{z},$$

wenn mit e der Ablenkungswinkel der extraordinären Strahlen, also der Winkel bezeichnet wird, welchen die nach der Mitte des ordinären und des extraordinären Bildes gezogenen Visirlinien mit einander machen.

Wenn der Winkel e für ein solches Prisma einmal bekannt ist, so kann man mit Hülfe der eben angegebenen einfachen Gleichung für irgend einen Gegenstand, dessen beide Bilder sich gerade berühren, den Durchmesser d



winkel $fzm = e$ und dem Winkel $fcm = v$, welcher dem Winkel gleich ist, unter welchem der Gegenstand ohne Fernrohr erscheint, folgende Beziehung.

Es ist $\text{tang. } e = \frac{fm}{fz} = \frac{fm}{h}$, wenn man mit h die Entfernung des Prismas von dem Bilde für den Fall bezeichnet, daß die beiden Bilder sich gerade berühren; ferner ist $\text{tang. } v = \frac{fm}{fc} = \frac{fm}{f}$, wenn f die Brennweite des Objectivs bezeichnet; daraus ergibt sich aber die Proportion

$$\text{tang. } v : \text{tang. } e = \frac{1}{f} : \frac{1}{h},$$

und daraus folgt

$$\text{tang. } v = \frac{h}{f} \text{ tang. } e.$$

Wenn man das Fernrohr auf irgend einen entfernten Gegenstand richtet und das Prisma so verschiebt, daß die beiden Bilder in Berührung kommen, so kann man nach dieser Formel die Größe des Gesichtswinkels v berechnen, unter welchem der Gegenstand ohne Fernrohr erscheint, da der Werth von e ja ein- für allemal für das Prisma ausgemittelt und die Brennweite des Objectivs bekannt ist. Um den Werth von h , d. h. die Entfernung des Prismas von der Stelle, wo das Objectiv seine Bilder entwirft, zu messen, muß die Einrichtung getroffen seyn, daß man diese Entfernung an einer außen am Fernrohr angebrachten Theilung ablesen kann. Die Verschiebung des Prismas kann auf ähnliche Weise bewerkstelligt werden, wie die Verschiebung des kleinen Spiegels v in dem Spiegelteleskop Fig. 779.

Anstatt der Theilung, welche die Entfernung des Prismas von der Stelle angiebt, an welcher das Bild des Objectivs entsteht, kann man eine empirische Theilung auftragen, welche ohne Weiteres den gesuchten Winkelwerth v angiebt. Eine solche Theilung erhält man auf folgende Weise.

Man richtet das Fernrohr auf eine kreisförmige Scheibe, deren Entfernung und deren Durchmesser man kennt; der Winkelwerth, unter welchem die Scheibe dem unbewaffneten Auge erscheint, ist leicht zu berechnen, wir wollen z. B. annehmen, er betrage $30'$. Man stellt nun das Prisma im Fernrohr so, daß man nur ein Bild der Scheibe sieht, und so erhält man den Nullpunkt der Theilung; alsdann rückt man das Prisma gegen das Objectiv hin, bis sich die beiden Bilder berühren; da man nun weiß, daß der Sehwinkel v gleich $30'$ ist, so bezeichnet man die Stelle auf der Röhre, an welcher jetzt das Merkzeichen des Prismas steht, mit $30'$ theilt

dann die Entfernung dieses Punktes von dem Nullpunkte der Theilung in 30 gleiche Theile und setzt dann diese Theilung auch noch jenseits des Punktes 30 fort. Richtet man nun das Fernrohr auf irgend einen andern Gegenstand, bringt man durch Verschiebung des Prismas die beiden Bilder desselben in Berührung, so kann man ohne Weiteres den Werth des Schwinkels für diesen Gegenstand auf dem Rohre ablesen.

Neben dieser Theilung, welche die Winkelwerthe angiebt, unter welchen die Gegenstände dem bloßen Auge erscheinen, stehen andere, welche das Verhältniß zwischen der Größe und der Entfernung der Gegenstände angeben. So steht z. B. neben 4' die Zahl 859, und dies bedeutet, daß die Entfernung eines Gegenstandes 859mal so groß ist als sein Durchmesser, wenn er unter einem Winkel von 4' erscheint; mit Hülfe dieser Zahlen kann man nun sehr leicht die Größe eines Gegenstandes aus seiner Entfernung, und umgekehrt seine Entfernung aus seiner Größe berechnen.

Zweiarige Krystalle. In allen Krystallen, welche zu den drei letzten 344 Krystallsystemen gehören, giebt es zwei Richtungen, in welchen sich alle ebenen Wellen mit derselben Geschwindigkeit fortpflanzen, oder, mit anderen Worten, alle diese Krystalle haben zwei optische Axen.

Fresnel, von welchem die Theorie der doppelten Brechung einaxiger Krystalle herrührt, deren Grundzüge wir in No. 431 entwickelt haben, fand, daß die doppelte Brechung in zweiarigen Krystallen ganz anderen Gesetzen folgt; in den zweiarigen Krystallen giebt es keinen ordinären Strahl mehr, d. h. keinen, welcher den Krystall nach allen Richtungen mit gleicher Geschwindigkeit durchläuft; also keiner der beiden Strahlen, in welche ein einfallender Lichtstrahl bei seinem Eintritt in einen zweiarigen Krystall gespalten wird, folgt den Gesetzen der gewöhnlichen Brechung.

Der Winkel, welchen die Richtungen der beiden optischen Axen mit einander machen, ist nicht für alle Krystalle derselbe, wie man aus der folgenden Tabelle ersehen kann.

Namen der Krystalle	Winkel der optischen Axen
Kohlensaures Bleioryd (Weißbleierz)	5° 15'
Salpeter	5° 20'
Kohlensaurer Strontian	6° 56'
Glimmer (gewisse Arten)	6°
Talk	7° 24'
Barythydrat	13° 18'
Arragonit	18° 18'
Glimmer (gewisse Arten)	25°
Cymophan	27° 51'
Anhydrat	28° 7'

Namen der Krystalle	Winkel der optischen Aren
Borax	28° 42'
Glimmer (einige Arten)	30° bis 37'
Schwefelsaure Magnesia	37° 24'
Schwerspath	37° 42'
Natürlicher Borax (Zinkal)	37° 40'
Salpetersaures Zinkoryd	ungefähr 40°
Stilbit	41° 42'
Schwefelsaures Nickeloryd	42° 4'
Kohlensaures Ammoniak	43° 24'
Schwefelsaures Zinkoryd	44° 4'
Glimmer	45°
Lepidolit	45°
Benzoesaures Ammoniak	45° 8'
Schwefelsaures Ammoniak	49° 42'
Topas (von Brasilien)	49° bis 50°
Zucker	50°
Schwefelsaurer Strontian (Cölestin)	50°
Phosphorsaures Natron	55° 20'
Comptonit	56° 6'
Gyps	60°
Salpetersaures Silberoryd	62° 16'
Feldspath	63°
Topas (von Aberdeen)	65°
Schwefelsaures Kali	67°
Kohlensaures Natron	70°
Essigsaures Bleioryd	70° 25'
Citronensäure	70° 29'
Weinsteinsäure	79°
Weinsteinsaures Kali-Natron (Seignettesalz)	80°
Kohlensaures Kali	80° 30'
Cyanit	81° 48'
Chlorsaures Kali	82°
Epidot	84° 19'
Peridot	87° 56'
Schwefelsaures Eisenorydul (Eisenvitriol)	90°.

Diejenige Linie, welche den spitzen Winkel der beiden optischen Aren hal-
birt, heißt Mittellinie.

Bei den zweiaxigen Krystallen findet keine so einfache Beziehung zwischen
der Lage der Krystallographischen Aren und der optischen Aren Statt, wie

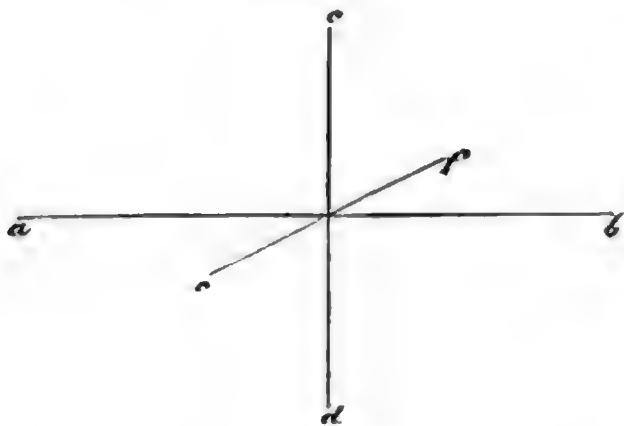
dies bei den einaxigen Krystallen der Fall ist, nur bei den Krystallen, welche zu dem ein- und einaxigen Krystallsystem gehören, läßt sich überhaupt eine feste Beziehung nachweisen. In diesem Krystallsystem sind nämlich die drei krystallographischen Axen sämmtlich ungleich, jede derselben steht aber rechtwinklig auf den beiden anderen; die Mittellinie aller in dieses Krystallsystem gehörigen Körper fällt stets mit einer der krystallographischen Axen, die Ebene der optischen Axen aber mit der Ebene zweier krystallographischen Axen zusammen.

Die Lage der optischen Axen wird im nächsten Kapitel, welches von den Farbenercheinungen in Krystallen handelt, ausführlicher besprochen werden.

Gesetze der doppelten Brechung in zweiartigen Krystallen. 435

Fresnel hat die Erscheinungen der doppelten Brechung in zweiartigen Krystallen aus folgender Annahme über die Elasticität des Aethers abgeleitet: die Elasticität des Aethers ist in zweiartigen Krystallen weder nach allen Richtungen dieselbe, wie dies bei einfach brechenden Mitteln der Fall ist, noch giebt es in denselben eine Axe, um welche herum die Elasticität des Aethers ganz symmetrisch ist, wie bei den einaxigen Krystallen. Es stelle in Fig. 877 $a b$ die größte Elasticitätsaxe in einem zweiartigen Krystall dar,

Fig. 877.



so steht die Axe der kleinsten Elasticität $c d$ rechtwinklig auf derselben; rechtwinklig zur Ebene dieser beiden Axen ist nun die Elasticität des Aethers kleiner als in der Richtung $a b$ und größer als in der Richtung $c d$; wir wollen die Axe $e f$ die Axe der mittleren Elasticität nennen; sie erscheint in unserer Figur verkürzt.

Denken wir uns über diese drei Axen ein Ellipsoid beschrieben, so kann man mit Hülfe desselben das Gesetz entwickeln, nach welchem sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Strahlen mit der Richtung ändert, also die Form der Wellenoberfläche für zweiartige Krystalle nach folgender von Fresnel gegebenen Regel entwickeln: Wenn man durch den Mittelpunkt des Ellipsoids eine Ebene gelegt denkt, so ist der Durchschnitt derselben mit dem Ellipsoid stets eine Ellipse; errichtet man nun in der Mitte des elliptischen Schnittes ein Perpendikel auf der Ebene desselben, trägt man auf demselben die Länge der großen und der kleinen Axe des elliptischen Schnittes auf, so sind diese beiden Längen die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der beiden



des Ellipsoids rechtwinklig auf $e f$ gelegter Schnitt schneidet dasselbe in einer Ellipse, deren große Ase $a b$, deren kleine Ase aber $c d$ ist; die Vibrationen, welche einen Strahl in der Richtung der Ase $e f$ fortpflanzen, sind also entweder mit $a b$, oder mit $c d$ parallel; der Vibrationsrichtung $a b$ entspricht, wie wir schon gesehen haben, die Fortpflanzungsgeschwindigkeit $m n$, Fig. 879, der Vibrationsrichtung $c d$ entspricht dagegen die geringere Fortpflanzungsgeschwindigkeit $m o$ (die Länge $m o$ müssen wir gleich $\frac{1}{2} c d$ machen, wenn $m n = \frac{1}{2} a b$); es ist dies die geringste Geschwindigkeit, mit welcher sich irgend ein Strahl im Krystall fortpflanzen kann, weil $c d$ die kleinste Elasticitätsaxe ist, $m n$ hingegen ist die größte Fortpflanzungsgeschwindigkeit, weil $a b$ die größte Elasticitätsaxe ist.

In der Richtung der Elasticitätsaxe $c d$ wird ein Strahl entweder durch Vibrationen fortgepflanzt, welche parallel mit $a b$ sind, und dann ist seine Fortpflanzungsgeschwindigkeit gleich $m n' = m n$, Fig. 879; oder die Schwingungen, welche einen Strahl in der Richtung $c d$ fortpflanzen, sind parallel mit $e f$, und dann ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit gleich $m q$, gleich $\frac{1}{2} e f$.

In einer Richtung, die innerhalb des Winkels liegt, welchen die Axen $c d$ und $e f$ mit einander machen, ist begreiflicher Weise die Fortpflanzungsgeschwindigkeit solcher Strahlen, deren Vibrationen auf $a b$ rechtwinklig sind, kleiner als $m q$ und größer als $m o$. Beschreibt man um den Punkt m eine Ellipse, deren Halbaxen $m o$ und $m q$ sind, so giebt uns eine von m zu irgend einem Punkte des Umfangs dieser Ellipse gezogene Linie die Geschwindigkeit an, mit welcher sich in der Richtung dieser Linie ein Lichtstrahl bewegt, dessen Vibrationen rechtwinklig auf der Ase der größten Elasticität sind.

Diese Ellipse und der mit dem Halbmesser $m n$ um dieselbe gezogene Kreis stellen uns also den Durchschnitt der Wellenoberfläche mit einer Ebene dar, welche durch die mittlere und die kleinste Elasticitätsaxe gelegt ist.

Durch ähnliche Betrachtungen findet man nun auch den Durchschnitt der Wellenoberfläche mit einer durch die mittlere und die größte Elasticitätsaxe gelegten Ebene. Dieser Durchschnitt besteht ebenfalls aus einem Kreise und einer Ellipse, hier ist aber der Kreis ganz von der Ellipse eingehüllt.

Nach allen Richtungen der durch $e f$ und $a b$, Fig. 878, gelegten Ebene können Strahlen durch Vibrationen fortgepflanzt werden, welche mit der Ase $c d$, der Ase der kleinsten Elasticität, parallel sind; diese Strahlen pflanzen sich nach allen Seiten mit derselben Geschwindigkeit fort, welche der Vibrationsrichtung $c d$ zukommt; der Halbmesser des Kreises der Fig. 880 ist deshalb gleich $m o$ in Fig. 879. In der Richtung der Elasticitätsaxe $a b$

Fig. 880.

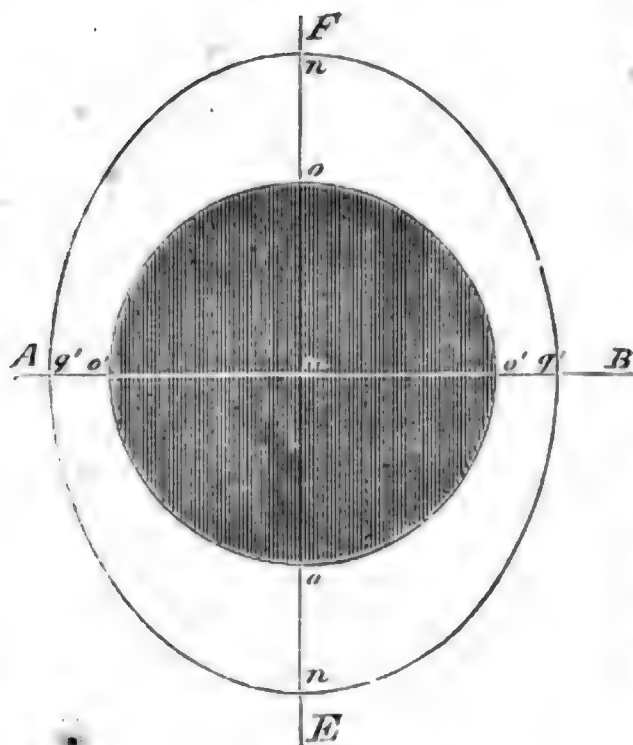
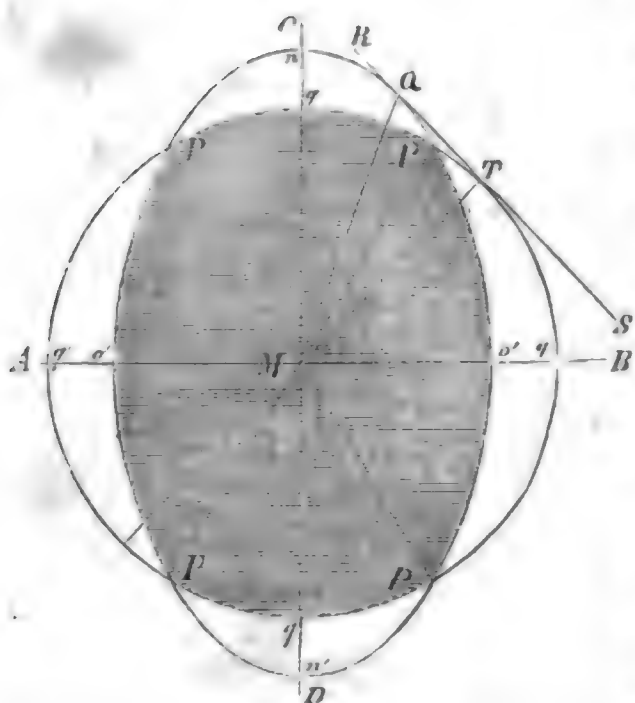


Fig. 881.



werden, aber auch Strahlen fortgepflanzt, deren Schwingungen parallel mit ef sind, deshalb ist in Fig. 880 $mq' = \frac{1}{2} ef = mq$ gemacht; in der Richtung der Ase ef pflanzen sich aber Strahlen, deren Schwingungen parallel mit ab sind, wie wir schon wissen, mit der Geschwindigkeit mn fort.

Der Durchschnitt der Wellenoberfläche mit einer Ebene, welche durch die Ase der größten und der kleinsten Elasticität geht, besteht ebenfalls aus einer Ellipse und einem Kreise. Die kleine Ase der Ellipse ist gleich Mo , Fig. 881, die große gleich Mn , der Radius des Kreises gleich Mq , weil in der Ebene der Elasticitätsaxen ab und cd nach allen Richtungen Strahlen durch Vibrationen fortgepflanzt werden können, die mit der mittleren Elasticitätsaxe parallel sind.

Da der Radius des Kreises hier größer ist als die kleine und kleiner als die große Ase der Ellipse, so schneiden sich der Kreis und die Ellipse in vier Punkten.

Die Fig. 882 stellt eine perspektivische Ansicht der durch die erwähnten drei Ebenen geschnittenen Wellenoberfläche dar. Will man sich eine recht klare Vorstellung von der

Wellenoberfläche zweiaxiger Krystalle machen, so thut man gut, die drei Durchschnitte in doppelter Größe auf Kartenpapier zu zeichnen und in der Weise zu einem Modell zusammenzufügen, wie man Fig. 882 sieht *).

Um den Begriff der optischen Axen in zweiaxigen Krystallen festzustellen, müssen wir noch erwähnen, daß hier noch ein Unterschied zwischen

*) Herr Albert in Frankfurt a. M. hat solche und ähnliche Modelle nach meinen Angaben machen lassen. J. M.









hinsehend, kleine Lichtringe sieht, die sich alsbald in zwei Lichtpunkte verwandeln, sobald man das Auge nur etwas aus der richtigen Stellung entfernt. Um die Erscheinung deutlicher zu sehen, kann man an dem einen Ende der Röhre eine Linse anbringen.

Doppelte Brechung des zusammengedrückten Glases. Wir haben bisher die wichtigsten Erscheinungen der doppelten Brechung in Krystallen betrachtet, in welchen die Ungleichheit der Elasticität des Aethers nach verschiedenen Richtungen eine Folge der krystallinischen Structur ist; allein auch in solchen Körpern, die sonst keine doppelte Brechung haben, läßt sich durch äußere Ursachen, etwa durch einen einseitigen Druck, durch eine ungleiche Erwärmung, eine solche Anordnung der Theilchen hervorbringen, daß die Elasticität des Aethers nicht mehr nach allen Richtungen dieselbe bleibt, daß sie also doppelbrechend werden. Um diese wichtige Wahrheit nachzuweisen, hat Fresnel folgenden Versuch ausgedacht.

Vier rechtwinklige Glasprismen, *a, b, c, d*, welche einander vollkommen gleich sind, werden auf einer horizontalen Ebene mit denjenigen Flächen neben einander gelegt, welche dem rechten Winkel gegenüber liegen; von beiden Seiten legt man nun gegen die Enden

Fig. 889.



Streifen von Kartenpapier und auf dieselben feste Stahlstreifen, dann werden die Prismen in einer passenden Zange durch einen Druck zusammengepreßt, welcher in der Richtung der Längsaxe der Prismen wirkt. Während nun

die Theilchen der Glasprismen durch den starken Druck in einem gespannten Zustand erhalten werden, legt man drei rechtwinklige Glasprismen, *e, f, g*, in die durch die ersteren gebildeten Rinnen, setzt dann auch noch auf beiden Seiten zwei Prismen *h* und *k* von 45° an, um so ein Parallelopiped zu erhalten, dessen äußerste Seiten *s* und *s'* einander parallel sind; alle Prismen sind endlich zusammengefittet, um partielle Reflexionen an den verschiedenen Flächen zu vermeiden.

Sieht man durch dieses System hindurch, so daß die Lichtstrahlen an der Fläche *s* eintreten, bei *s'* aber nach dem Auge austreten, so erblickt man einen Bifurpunkt, der ungefähr ein Meter weit vom Auge entfernt ist, doppelt, und zwar erscheinen die beiden Bilder ungefähr ein Millimeter weit und selbst noch weiter von einander entfernt. Die beiden Strahlen besitzen alle Eigenschaften von Strahlen, welche einen doppelbrechenden Körper durchlaufen haben.

Bei der Betrachtung der Farbenercheinungen, welche doppelbrechende Körper im polarisirten Lichte zeigen, werden wir noch manche Erscheinung kennen lernen, welche von einer doppelten Brechung in nicht krystallisirten Körpern herrührt; wenn aber auch eine durch künstliche Mittel hervorger-

brachte doppelte Brechung stark genug ist, um solche Farbenerscheinungen hervorzubringen, so ist sie doch in der Regel zu schwach, um direct beobachtet werden zu können.

- 438 **Interferenz polarisirter Lichtstrahlen.** Rechtwinklig zu einander polarisirte Lichtstrahlen können, wie Fresnel und Arago gezeigt haben, nicht interferiren, und daraus folgt, daß die Lichtvibrationen rechtwinklig zu der Richtung der Strahlen sind. Wenn man vor das Objectiv eines Fernrohrs einen Schirm mit zwei Oeffnungen bringt, wenn man dann vor die Oeffnungen zwei vollkommen gleich dicke Turmalinplatten setzt, so fallen alle Interferenzstreifen weg, welche von der gegenseitigen Einwirkung beider Oeffnungen herrühren, wenn die Polarisationsebenen der Turmalinplatten gekreuzt sind, sie erscheinen aber wieder, wenn man sie parallel stellt.

Neuntes Kapitel.

Farben doppelbrechender Krystallplatten im polarisirten Lichte.

- 439 **Farben dünner Gypsblättchen.** Der natürliche Gyps findet sich häufig in großen durchsichtigen Krystallen, die nach einer Richtung hin so vollkommen spaltbar sind, daß man leicht ganz dünne Blättchen abspalten kann; ganz besonders kommt diese Eigenschaft derjenigen Varietät zu, welche auf dem Montmartre bei Paris gefunden wird, obgleich gerade diese Krystalle nicht von regelmäßigen ebenen Flächen begrenzt sind.

Bringt man ein durch Spaltung erhaltenes recht dünnes Gypsblättchen zwischen die beiden Spiegel eines Polarisationsapparates, so wird es mehr oder weniger brillant gefärbt erscheinen. Je nachdem man das Gypsblättchen selbst oder den Zerlegungsspiegel des Apparates dreht, ändert sich entweder die Intensität der Färbung, oder auch die Färbung selbst.

Ganz besonders eignet sich zu diesen Versuchen der schon oben (S. 266) beschriebene Nörreberg'sche Polarisationsapparat. Man braucht das Gypsblättchen, welches nicht über 0,3 Millimeter dick seyn darf, nur auf das mittlere Tischchen zu legen, um es im obern Spiegel oder durch irgend einen andern Zerleger gefärbt zu sehen.

Wir wollen zuerst den Fall betrachten, daß die beiden Spiegel des Apparates gekreuzt sind, daß also das Gesichtsfeld ohne das Gypsblättchen dunkel erscheint. Schiebt man das Gypsblättchen in den Apparat ein, so erscheint es farbig auf dunklem Grunde, doch wird man bald sehen, daß die Lebhaftigkeit der Färbung nicht für alle Lagen des Gypsblättchens dieselbe ist.

Hat man das Gypsblättchen auf das Tischchen gelegt, so braucht man dasselbe nur in seiner Ebene, also um eine verticale Axe zu drehen, so wird

die Färbung des Blättchens bald lebhafter werden, bald an Intensität abnehmen, und man wird leicht eine bestimmte Stellung ermitteln können bei welcher das Blättchen selbst ganz so dunkel erscheint wie der Grund, eine Lage also, in welcher das Gypsblättchen gar keine sichtbare Wirkung auf die durchgehenden Strahlen hervorbringt.

Wir wollen nun diese Lage näher bestimmen. Die Gypskrystalle sind, wie eben erwähnt wurde, nach einer Richtung vollkommen spaltbar, sie besitzen aber nach zwei anderen Richtungen noch eine unvollkommene Spaltbarkeit. Es stelle Fig. 890 ein von einem Gypskrystall vom Montmartre abgespaltenes Blättchen dar, so wird man finden, daß es parallel

Fig. 890.

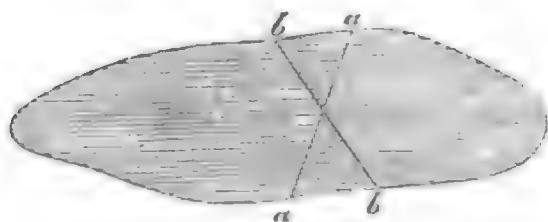
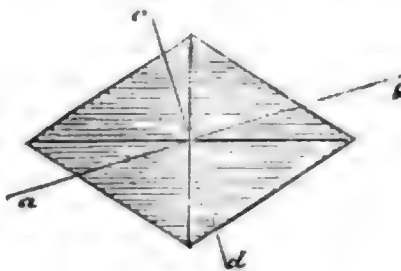


Fig. 891.



mit den Linien $a a$ und $b b$ theilbar ist; und man kann demnach aus einem solchen Gypsblättchen leicht ein Stückchen in Form eines Parallelogramms, Fig. 891, herauspalten. Bringt man nun ein solches Parallelogramm in den Apparat, so findet man, daß das Gypsblättchen durchaus keine Wirkung hervorbringt, wenn eine Linie $a b$, die mit der Halbierungslinie des spitzen Winkels einen Winkel von nahe 20° macht, mit der Polarisationsebene des untern Spiegels zusammenfällt, oder darauf rechtwinklig steht. In jeder andern Lage erscheint es gefärbt, und zwar am lebhaftesten, wenn $a b$ einen Winkel von 45° mit der Reflexionsebene des untern Spiegels macht.

Wenn das Gypsblättchen vollkommen ebene Oberflächen hat, so erscheint es im Polarisationsapparat einfarbig, ist aber die Oberfläche unrein, d. h. sind beim Abspalten Splitter darauf hängen geblieben, so erscheint das Blättchen an verschiedenen Stellen verschieden gefärbt, woraus hervorgeht, daß die Färbung des Gypsblättchens von seiner Dicke abhängt.

Weil ein einzelnes Gypsblättchen gar zerbrechlich ist, muß man darauf denken, es auf eine passende Art aufzubewahren. Das Zweckmäßigste möchte wohl seyn, das Blättchen mittelst canadischen Balsams zwischen zwei Glasplatten zu fitten. Einige so gefaßte bunte Gypsblättchen (d. h. solche, die wegen der nicht ganz vollkommenen Oberfläche im Apparat mehrfarbig erscheinen), mehrere ebenfalls gefaßte einfarbige Blättchen von parallelogrammatischer Form, von denen zwei genau dieselbe Farbe (also genau dieselbe Dicke) haben müssen, sind nöthig, um alle hierher gehörigen Erscheinungen vollständig und bequem zu studiren. Zur Completirung dieser Präparate gehört noch eine keilförmig geschliffene Gypsplatte. Wie erwähnt, hängt die

Farbe der Blättchen von ihrer Dicke ab; wenn also ein Gypsblättchen keilförmig zugeschliffen ist, so daß es an dem einen Ende gleichsam mit einer Schneide endigt, so wird ein solches Blättchen alle die Farben in regelmäßiger Aufeinanderfolge zeigen, welche den verschiedenen Dicken zukommen.

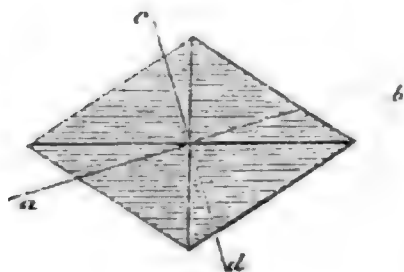
Auch mit einaxigen Krystallplättchen, die parallel mit der Axe geschliffen und hinlänglich dünn sind, sowie mit Blättchen von zweiaxigen Krystallen, deren Oberflächen parallel mit der Ebene der optischen Axen sind, lassen sich dieselben Versuche anstellen, nur eignen sich die Gypsblättchen der leichteren Spaltbarkeit dieses Minerals wegen ganz besonders dazu. Statt der keilförmigen Gypsplatte kann man sehr gut eine parallel mit der Axe keilförmig zugeschliffene Quarzplatte anwenden.

Gehen wir nun zur Erklärung dieser Erscheinungen über.

Der Gyps ist ein doppelbrechender Krystall, dessen optische Axen in der Ebene unserer Blättchen liegen; ein jeder Lichtstrahl also, welcher ein solches Blättchen trifft, wird in zwei gespalten, welche rechtwinklig zu einander polarisirt sind, die aber, wenn die einfallenden Strahlen rechtwinklig auf das Blättchen fallen, dasselbe in gleicher Richtung durchlaufen. Die Vibrationen, welche den einen Strahl im Krystall fortpflanzen, sind parallel mit der Linie $a b$, die Vibrationen des andern Strahls hingegen sind parallel mit $c d$.

Legt man nun das Gypsblättchen so zwischen die gekreuzten Spiegel, daß die Linie $a b$, Fig. 892, mit der Schwingungsebene des untern Spiegels zusammenfällt, so kann der einfallende

Fig. 892.



Strahl offenbar nur Schwingungen nach $a b$ im Krystall hervorrufen, nicht aber nach $c d$, eben weil die Schwingungsrichtung $c d$ auf der Schwingungsrichtung der einfallenden Strahlen rechtwinklig steht. In diesem Falle pflanzt sich in der That nur ein polarisirter Strahl durch den Krystall fort, der nach $a b$ schwingende; und

da der obere Spiegel diese Schwingungen nicht reflectirt, so muß das Gypsblättchen bei dieser Lage dunkel erscheinen.

Ebenso erklärt sich auch, daß das Gypsblättchen dunkel bleibt, wenn die Linie $c d$, Fig. 892, mit der Schwingungsebene des untern Spiegels zusammenfällt.

Gehen wir nun zu dem Fall über, in welchem die lebhaftesten Farben erscheinen, nämlich zu dem Fall, daß jede der Linien $a b$ und $c d$ einen Winkel von 45° mit der Schwingungsebene des untern Spiegels macht. Um die Erscheinung in ihrer größten Einfachheit kennen zu lernen, muß man statt des weißen Lichts einfarbiges anwenden. Man erreicht diesen Zweck

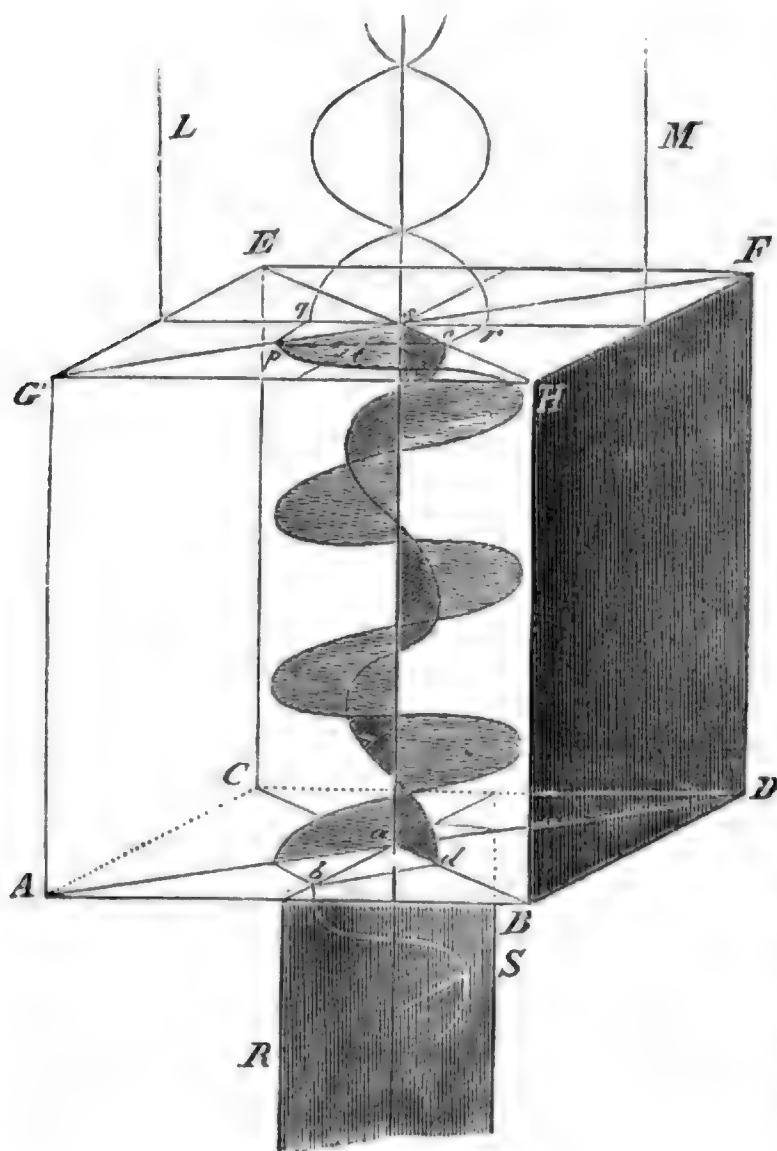


Fig. 894 werfen, welche gleichsam eine perspectivische Ansicht des ganzen hier in Betracht kommenden Wellensystems ist.

Es stellt hier $ABCD$ die untere, $EFGH$ die obere Fläche des Gypsblättchens und as die Richtung dar, in welcher sich die Lichtstrahlen durch das Blättchen fortpflanzen. RS ist die Vibrationsebene der einfallenden Strahlen, deren Projection in Fig. 893 mit AB bezeichnet war; die Vibrationsebenen der beiden Strahlen im Krystall sind $AGFD$ (ihre Projection war in Fig. 893 mit EF bezeichnet) und $CEHB$ (ihre Projection in Fig. 893 ist GH). Die Schwingungsebene des Zerlegungsspiegels ist LM ; sie steht rechtwinklig auf RS , und ihre Projection in Fig. 893 ist mit CD bezeichnet.

Wenn in einem bestimmten Moment der eintretende Strahl an der untern Gränzfläche des Blättchens eine Bewegung von a nach b hervorbringt, so wird diese Bewegung in der Gränzschicht des Gypsblättchens eine Bewegung von a nach c und eine von a nach d hervorbringen. Wenn man die Figur mit einiger Aufmerksamkeit betrachtet, so wird man den Lauf der

Fig. 894.



Vibrationskurven in den Ebenen $ADGF$ und $EHBC$ leicht verfolgen können.

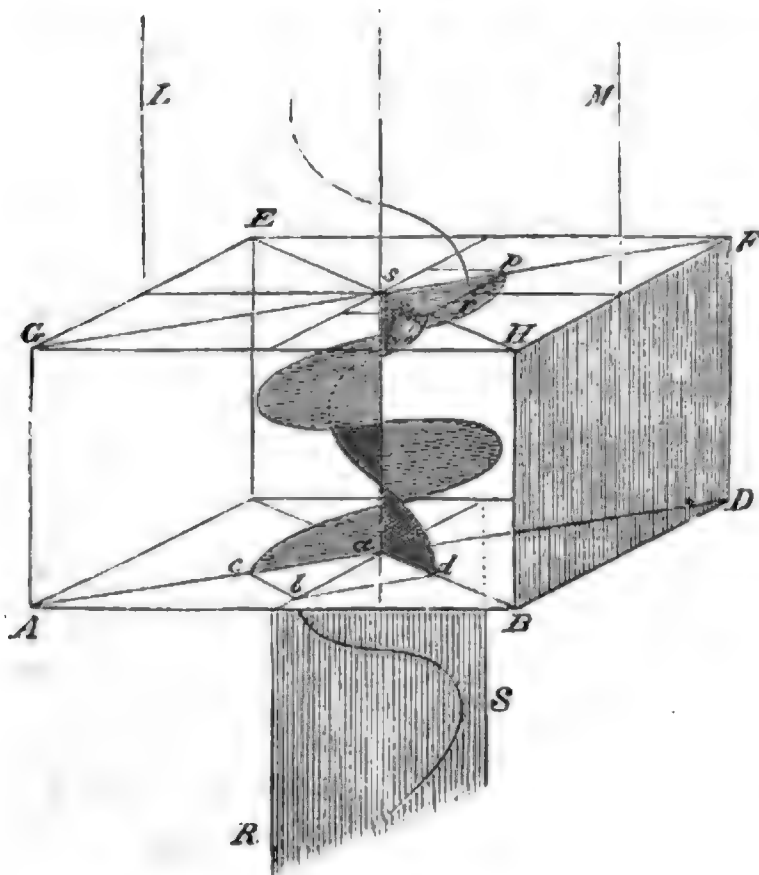
Beim Eintritt in den Krystall verkürzen sich die Lichtwellen; weil aber im Gyps selbst die Elasticität des Aethers in den beiden Ebenen $GADF$ und $EHBC$ nicht gleich ist, so ist auch die Wellenlänge in der einen Ebene nicht so groß wie in der andern.

In Fig. 894 liegen zwischen den beiden Oberflächen des Krystalls auf der Schwingungsebene $EHBC$ des einen Strahls 2 Wellenlängen, auf der Schwingungsebene $GADF$ des andern hingegen 3; der eine Strahl

ist also dem andern um eine Wellenlänge voraus. In dem Moment nun, wo an der untern Gränzfläche der eintretende Strahl eine Bewegung von a nach b hervorruft, wird an der obern Fläche der eine der beiden Strahlen im Krystall eine Bewegung von s nach p , der andere eine Bewegung von s nach o hervorbringen, wovon man sich leicht überzeugen kann, wenn man den Gang der beiden Vibrationskurven in den Flächen $EHBC$ und $GADF$ verfolgt. Die Vibrationen $s o$ und $s p$ werden aber durch den obern Spiegel des Apparates von Neuem zerlegt. $s o$ ruft in der Schwingungsebene des Zerlegungsspiegels eine Bewegung von s nach r , $s p$ aber eine Bewegung von s nach q hervor. Jede der Vibrationen $s r$ und $s q$ erzeugt in der Ebene LM ein Wellensystem, allein weil die Bewegungen in beiden Wellensystemen stets gerade entgegengesetzt sind, so heben sie ihre Wirkung gegenseitig auf, die Intensität des resultirenden Strahls wird also Null seyn.

Man sieht also ein, warum, durch das rothe Glas gesehen, das Gypsblättchen im obern Spiegel dunkel erscheint, wenn es die bisher vorausgesetzte Lage zwischen den gekreuzten Spiegeln, und wenn es gerade eine solche Dicke hat, daß der eine Strahl dem andern um eine ganze Wellenlänge vorausgeeilt ist. Dasselbe muß auch der Fall seyn, wenn das Blättchen die doppelte, dreifache, vierfache u. s. w. Dicke hat, so daß ein Strahl dem andern um zwei, drei, vier u. s. w. ganze Wellenlängen voraneilt.

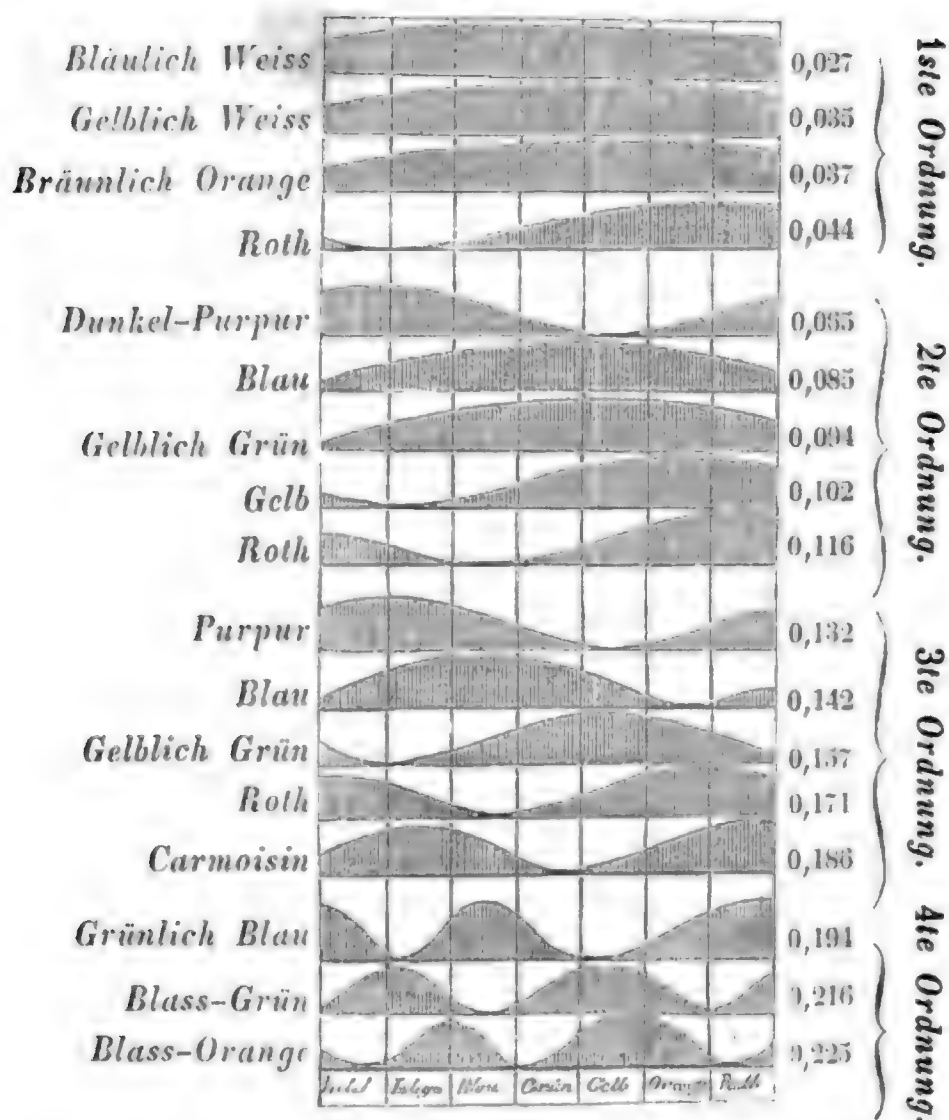
Fig. 895.



Nehmen wir nun die Dicke des Blättchens halb so groß als wir sie eben vorausgesetzt hatten, also so, daß der eine Strahl dem andern nur um eine halbe Wellenlänge voraneilt. In Fig. 895 liegen innerhalb der Ebenen $ABCD$ und $EFGH$ auf der Schwingungsebene $GADF$ $1\frac{1}{2}$, auf der Schwingungsebene $EHBC$ aber 1 Wellenlänge. Wenn beim Austritt aus dem Krystall das eine Wellensystem in einem bestimmten Moment eine Bewegung

Da die Wellenlängen für violetes Licht kürzer sind als für rothes, so wird auch nicht die Stelle der keilförmigen Platte den ersten dunklen Strei-

Fig. 897.



fen für violetes Licht zeigen, deren Dicke 0,078 Millimeter ist, sondern eine andere, deren Dicke in demselben Verhältniß geringer ist, in welchem die violetten Lichtwellen kürzer sind, also eine Stelle, deren Dicke $0,078 \times 0,68^{\text{mm}}$ beträgt. In demselben Verhältniß werden also auch die dunklen Streifen für violetes Licht näher zusammenrücken, in demselben Verhältniß wird auch bei der Construction der Intensitätskurve für violetes Licht die Entfernung von einem Minimum zum andern kleiner werden müssen.

Dasselbe gilt auch für die andern Farben; kurz man sieht, daß hier genau dieselben Verhältnisse stattfinden wie bei den Farben dünner Schichten, daß die Figuren 896 und 897, welche uns gedient haben, um die Farbenercheinungen dünner Schichten abzuleiten, auch dienen können, um zu ermitteln, welche Färbung ein Gypsblättchen von gegebener Dicke zwischen den gekreuzten Spiegeln des Apparates zeigen wird, kurz daß die Farben dünner Schichten mit den Farben, welche dünne Krystallblättchen im polarisirten Lichte zeigen, identisch sind.

In Fig. 897 ist auf der rechten Seite immer die Dicke des Gypsblättchens angegeben, welche zwischen den gekreuzten Spiegeln des Polarisationsapparates die auf der linken Seite genannte Farbe giebt.

So sind denn die Farbenerrscheinungen der Gypsblättchen zwischen den gekreuzten Spiegeln vollständig erklärt, wenn die Schwingungsebenen im Gypsblättchen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der Spiegel machen. Wenn nun die Spiegel gekreuzt bleiben, aber das Gypsblättchen eine andere Lage erhält, so wird die Färbung nicht ihrer Art, sondern nur ihrer Intensität nach verändert, d. h. die Färbung bleibt dieselbe, sie nimmt nur an Lichtstärke um so mehr ab, je mehr die Schwingungsebenen im Krystallblättchen sich den Schwingungsebenen der Spiegel nähern.

Aus dem, was oben, Seite 275, gesagt worden ist, geht hervor, daß die Vibrationsintensität der Wellensysteme, welche die beiden Strahlen im Gypsblättchen nach der Zerlegung durch den obern Spiegel liefern, am größten seyn wird, wenn die Schwingungsebenen im Gypsblättchen den Winkel halbiren, welchen die Schwingungsebenen der beiden Spiegel mit einander machen; je mehr sich aber die Schwingungsebenen im Gypsblättchen den Schwingungsebenen der Polarisationspiegel nähern, desto geringer wird die Vibrationsintensität des Strahlenbündels, welches jeder der beiden Strahlen im Gypsblättchen nach der Zerlegung durch den obern Spiegel liefert; wenn aber die Intensität der interferirenden Strahlenbündel geringer wird, so muß auch die Intensität der Färbung geringer werden, welche durch diese Interferenz hervorgebracht wird; ja das Gypsblättchen muß, wie wir schon gesehen haben, ganz dunkel erscheinen, wenn die Schwingungsebenen der beiden Strahlen im Blättchen mit den Schwingungsebenen der beiden Spiegel ganz zusammenfallen.

- 440 **Erscheinungen gekreuzter Gypsblättchen zwischen gekreuzten Spiegeln.** Wenn man zwei Gypsblättchen so auf einander legt, daß die entsprechenden Schwingungsebenen in beiden zusammenfallen, so werden sie offenbar solche Erscheinungen hervorbringen, als ob man eine einzige Platte angewendet hätte, deren Dicke gleich ist der Summe der Dicken der beiden einzelnen Blättchen. Legt man aber die Blättchen so auf einander, daß sich die entsprechenden Schwingungsebenen unter rechtem Winkel kreuzen, daß also die Schwingungsebene der geringsten Elasticität im einen mit der Schwingungsebene der größten Elasticität im andern zusammenfällt, so wird der Strahl, welcher in dem einen Blättchen voraneilte, im andern zurückbleiben. Sind nun die gekreuzten Blättchen gleich dick, so wird das Voraneilen in dem einen Blättchen dem Zurückbleiben im andern gleich seyn, das eine Blättchen hebt die Wirkung des andern auf, es ist gerade so, als

ob man gar kein Gypsblättchen in den Apparat gebracht hätte. Der Versuch bestätigt dies vollkommen. Kreuzt man zwei Blättchen, welche einzeln ganz gleiche Farben zeigen, so wird die Stelle, an der die Blättchen über einander liegen, ganz dunkel erscheinen, während die freien Ecken gleich gefärbt sind.

Wären die Blättchen nicht gleich dick, so würden sie, auf die angegebene Weise gekreuzt, Farben zeigen und zwar gerade die Farbe, welche der Differenz ihrer Dicke entspricht. Der Grund davon ist leicht einzusehen, und der Versuch leicht anzustellen.

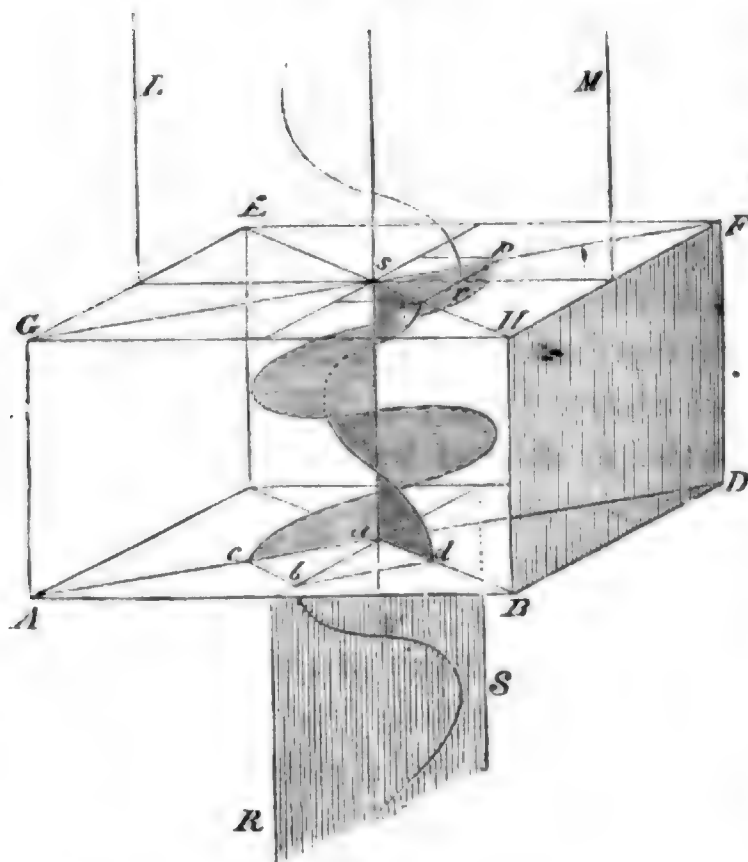
Dies läßt sich anwenden, um mit Hülfe der keilförmigen Gypsplatte die Farbe eines jeden Blättchens zu bestimmen. Wenn die keilförmige Platte in der gehörigen Lage in den Apparat gebracht ist, hält man das zu prüfende Blättchen so darüber, daß die Schwingungsebenen des Blättchens die entsprechenden Schwingungsebenen der keilförmigen Platte kreuzen. An der Stelle, wo das Blättchen die Streifen der keilförmigen Platte überdeckt, erscheinen diese verändert; an der Stelle, an welcher das Gypsblättchen mit der keilförmigen gleiche Dicke hat, erscheint ein schwarzer Streifen, weil sich hier die Wirkungen des Blättchens und der keilförmigen Platte aufheben. Verfolgt man nun diesen schwarzen Streifen bis dahin, wo die keilförmige Platte frei liegt, so wird im freien Theil ein farbiger Streifen die Fortsetzung des schwarzen bilden. Dieser Farbstreifen hat genau die Farbe, welche das Blättchen für sich allein zeigt, und man kann nun auch leicht sehen, zu welcher Ordnung diese Farbe gehört.

**Farben der Gypsblättchen zwischen parallelen Spiegeln. Com-441
plementärfarben.** Legt man das Gypsblättchen so, daß es bei gekreuzten Spiegeln möglichst lebhafte Farben zeigt, dreht man alsdann den obern Spiegel, so wird die Farbe blasser und blasser (d. h. mehr dem Weißen sich nähernd); hat man um 45° gedreht, so scheint das Gypsblättchen ganz farblos; dreht man weiter, so erscheint die complementäre Farbe, die am brillantesten wird, wenn die Spiegel parallel sind. Roth geht dabei über in Grün, Grün in Roth; Blau in Gelb, Gelb in Blau u. s. w.

Daß das Blättchen farblos erscheint, wenn die Reflexionsebene des obern Spiegels mit der des untern einen Winkel von 45° macht, ist leicht einzusehen. In diesem Fall fällt die Schwingungsebene des obern Spiegels mit der Schwingungsebene des einen Strahls im Krystall zusammen. Der Spiegel pflanzt also diese Schwingungen fort. Die Schwingungen des andern Strahls im Krystall sind aber rechtwinklig zu der Schwingungsebene des obern Spiegels, sie werden also von diesem Spiegel gar nicht fortgepflanzt; sie können also auch mit den reflectirten Strahlen nicht interferiren, die Ursache der Farbenerscheinung hört also auf.



Fig. 899.



werden hier den geringsten Einfluß auf die Färbung ausüben, die bei gekreuzten Spiegeln vorherrschten.

Demzufolge findet zwischen der Farbe, welche ein Gypsblättchen zwischen gekreuzten und derjenigen, welche es zwischen parallelen Spiegeln zeigt, eine solche Beziehung Statt, daß sie sich gegenseitig zu Weiß ergänzen, es sind also Complementärfarben, die hier in größter Reinheit und Schönheit sich zeigen.

Ersetzt man den Zerlegungsspiegel des Apparates durch ein doppelbrechendes Prisma, so sieht man zwei Bilder des Gypsblättchens, welche complementär gefärbt sind; diese Färbung ist am stärksten, wenn die Schwingungsebene des einen Strahls im Kalkspathprisma mit der Schwingungsebene des Polarisationsspiegels zusammenfällt. Die Stelle, wo die beiden Bilder über einander fallen, erscheint weiß. Am schönsten läßt sich dies zeigen,

Fig. 900.

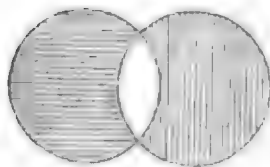
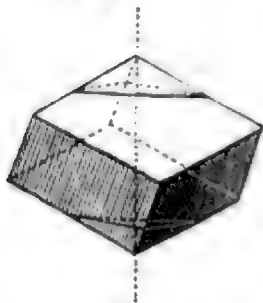


Fig. 901.



wenn man das Gypsblättchen mit einem schwarzen Schirm bedeckt, in welchem nur eine runde Oeffnung sich befindet, unter der gerade das Gypsblättchen liegt; man sieht dann durch das doppelbrechende Prisma zwei farbige Kreise, deren Farben complementär sind; da aber, wo sie über einander fallen, erscheinen sie weiß, wie dies Fig. 900 angedeutet ist.

Farbige Ringe in einaxigen Krystallen. 442

Wenn man eine Kalkspathplatte, welche rechtwinklig zur optischen Axe geschliffen ist (eine solche Platte erhält man, wenn man die gegenüberliegenden stumpfen Ecken eines Rhomboeders in der Weise abschleift, wie es Fig. 901 angedeutet ist), zwischen die beiden Turmalinplatten der schon oben (S. 272)

beschriebenen Turmalinzange, Fig. 902, bringt, und dann, indem man den

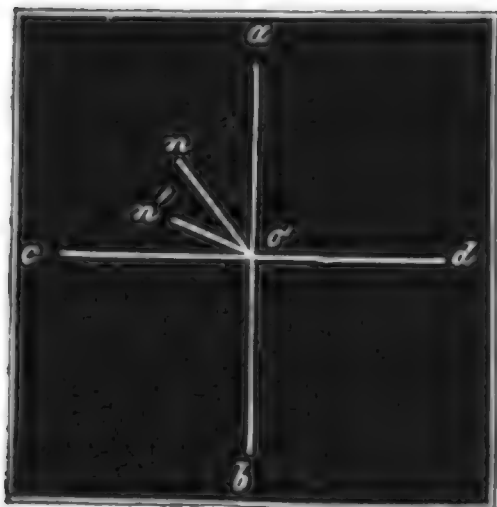
Fig. 902.



Apparat dicht vor das Auge hält, nach dem hellen Himmel oder irgend einer recht hellen Fläche sieht, so erblickt man ein prächtiges Ringsystem; wenn die Turmalinplatten gekreuzt sind, so sieht man die Erscheinung Fig. 1 Tab. II.; sind aber die Turmalinplatten so gestellt, daß ihre Polarisationsebenen parallel sind, so sieht man die Erscheinung Fig. 903 Taf. III., in welcher alle Farben complementär zu den Farben der entsprechenden Stellen in Fig. 1 Tab. II. sind, weshalb auch hier statt des schwarzen Kreuzes ein weißes erscheint.

Die Turmalinzange stellt eigentlich einen kleinen Polarisationsapparat dar; die eine Platte ersetzt den Polarisationspiegel, die andere den Zerlegungsspiegel jenes Apparates. Wenn eine Krystallplatte auf dem mittleren Tischchen des Polarisationsapparates liegt, so können nur solche Strahlen, die nahe rechtwinklig durch die Platte gegangen sind, zum obern Spiegel und von da zum Auge gelangen. Betrachtet man das Auge als die Spitze eines Kegels, dessen Grundfläche die auf dem Tischchen liegende Krystallplatte ist, so ist dieser Kegel ein sehr spitzer; die Strahlen, welche von dem Rand des Blättchens ins Auge gelangen, haben fast dieselbe Richtung, wie die durch seine Mitte gegangenen. Legt man aber eine Krystallplatte in die Turmalinzange, bringt man diese dicht ans Auge, so übersieht man ein größeres Feld, d. h. außer solchen Strahlen, die rechtwinklig oder nahe rechtwinklig durch die

Fig. 904.



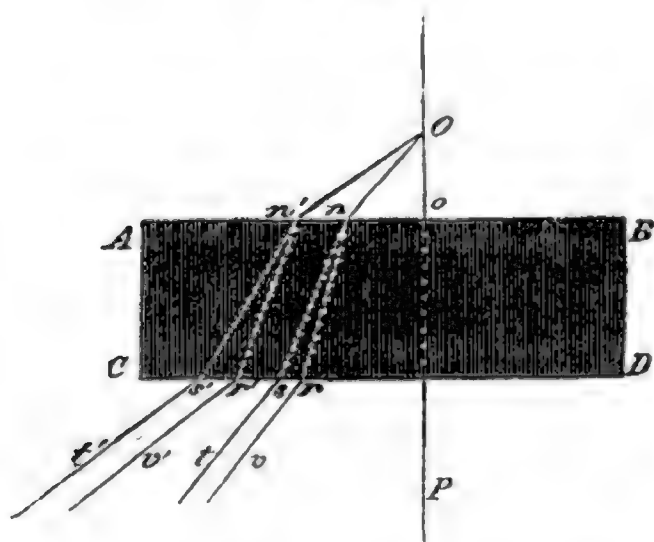
Krystallplatte gingen, gelangen auch noch solche Strahlen ins Auge, welche die Platte in sehr schräger Richtung durchliefen. Die Gesammtheit aller durch die Platte in das Auge gelangenden Strahlen bildet einen ziemlich stumpfen Kegel.

Die erwähnte Ringerscheinung läßt sich nun leicht erklären. In Fig. 904 stelle die Ebene des Papiers die Oberfläche des zwischen die Turmalinplatten gelegten Krystalls dar. Das Auge des Beschauers befinde sich gerade über o ; die Richtung der rechtwinklig durch die Platte gehenden Strahlen erscheint also in unserer Figur zu einem Punkte o verkürzt. ab sey die Schwingungsrichtung der ersten, cd die der zweiten Turmalinplatte. Wenn nun

die Krystallplatte rechtwinklig auf die Ase geschnitten ist, so gehen die Strahlen, welche rechtwinklig zu den Oberflächen durch die Platten sich bewegen, in der Richtung der optischen Ase hindurch. In dieser Richtung findet aber keine Spaltung in zwei Strahlen Statt; die Mitte des Gesichtsfeldes wird also gerade ebenso erscheinen, als ob gar keine Krystallplatte zwischen den gekreuzten Turmalinplatten läge.

Betrachten wir den Fußpunkt des von dem Auge auf die Krystallplatte gefällten Perpendikels als die Mitte des Gesichtsfeldes; diese Mitte wird, wie eben erwähnt wurde, dunkel erscheinen. Betrachten wir nun irgend einen andern Punkt n der Oberfläche des Krystalls. Die hier austretenden und nach dem über o stehenden Auge gelangenden Strahlen haben die Platte nicht in der Richtung der optischen Ase durchlaufen. Bei n tritt also ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl aus der Platte; der eine Strahl ist dem andern vorangeeilt; nach der Zerlegung durch die obere Turmalinplatte tritt also ganz derselbe Fall ein, wie für ein Gypsblättchen zwischen den gekreuzten Spiegeln des Polarisationsapparates. Während also der Punkt o zwischen den gekreuzten Turmalinplatten dunkel erscheint, wird der Punkt n eine Farbe haben, deren Natur davon abhängt, um wie viel Wellenlängen der eine Strahl dem andern vorausgeeilt ist.

Betrachten wir nun den Gang der beiden bei n austretenden Strahlen etwas genauer. In Fig. 905 stelle $ABCD$ den Durchschnitt der Krystallplatte mit einer Ebene dar, welche durch die Linie $n o$, Fig. 904, und das Auge geht, dar, O das Auge, $O o P$ das vom Auge auf der Oberfläche des Krystalls gefällte Perpendikel, welches in Fig. 904 zum Punkt verkürzt erschien und welches mit der optischen Ase im Krystall zusammenfällt. —

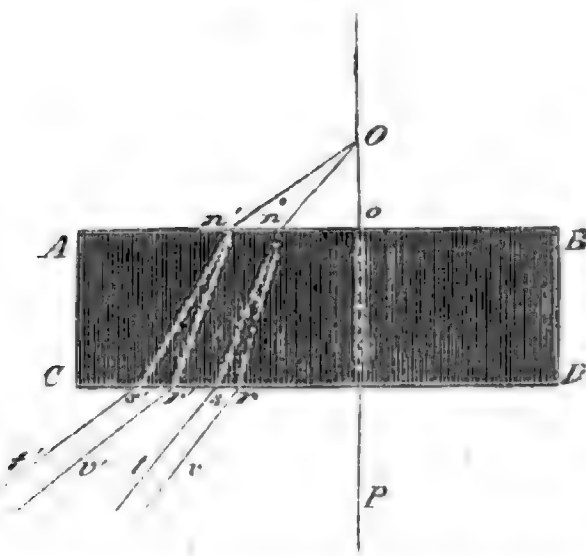


Wenn von O ein Lichtstrahl On auf die Krystallplatte fiele, so würde er beim Eintritt in den

Krystall in zwei Strahlen, $n s$ und $n r$, gespalten werden, die nach $s t$ und $r v$ parallel mit $n O$ austreten. Wenn also umgekehrt ein Lichtstrahl $t s$ auf die Platte fällt, so wird er in zwei gespalten, von denen nur der ordinäre nach n gelangt. Ein zweiter Strahl $v r$ aber, der die Platte trifft, sendet einen extraordinären Strahl nach n , bei n tritt also ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl in der Richtung $n O$ aus.

Die Länge der Wege $n s$ und $n r$ ist so wenig von einander verschieden,

Fig. 906.



daß man diese Differenz bei unserer Betrachtung ganz unberücksichtigt lassen kann; auf dem Wege $n s$ aber liegen weniger Wellenlängen als auf $n r$, weil der eine dieser Strahlen ein ordinarer, der andere ein extraordinärer, weil also die Wellenlänge für den einen kürzer ist als für den andern. Nehmen wir an, der eine Strahl sey dem andern um eine Wellenlänge vorangeeilt.

Die Strahlen, die von einem Punkte n' der Oberfläche des Krystalls ins Auge gelangen, der noch weiter von o entfernt ist als n , haben den Krystall in einer Richtung durchlaufen, die mit der optischen Axe einen noch größern Winkel macht als die Richtung der bei n austretenden Strahlen, folglich ist die Wellenlänge der beiden bei n' austretenden Strahlen im Krystall noch mehr von einander verschieden als dies für die bei n austretenden der Fall ist, das Voraneilen des einen Strahls ist also noch bedeutender. Wir wollen annehmen, daß der eine Strahl dem andern um zwei Wellenlängen vorausgeeilt sey.

Wie wird nun diese Platte zwischen den Turmalinplatten erscheinen? Offenbar muß etwas Ähnliches stattfinden, wie bei einer keilförmigen Gypsplatte im Polarisationsapparate. Zwischen gekreuzten Turmalinen muß die Stelle o dunkel erscheinen, weil von den hier austretenden Strahlen keiner dem andern vorausgeeilt ist, sie haben ja den Krystall in der Richtung der optischen Axe durchlaufen. Die Stelle n wird ebenfalls dunkel erscheinen (für einfarbiges Licht), sie entspricht der Stelle der keilförmigen Platte, welche so dick ist, daß der eine Strahl dem andern um eine Wellenlänge vorausgeeilt ist; ebenso erscheint n' dunkel, dieser Punkt entspricht dem zweiten dunkeln Streifen der Gypsplatte. Zwischen o und n ist eine Stelle, an welcher ein ordinarer und ein extraordinärer Strahl nach dem Auge hin austreten, von denen der eine dem andern um $\frac{1}{2}$ Wellenlänge vorausgeeilt ist, diese Stelle wird also hell erscheinen; ebenso befindet sich eine helle Stelle zwischen n und n' , von den hier austretenden Strahlen ist der eine dem andern um $1\frac{1}{2}$ Wellenlänge vorausgeeilt.

Denken wir uns um o auf der Oberfläche der Krystallplatte einen Kreis mit dem Radius $o n$ gezogen, so werden alle Strahlen, die von dem Umfange dieses Kreises ins Auge gelangen, sich ebenso verhalten wie die von

n herkommenden, denn alle diese Strahlen haben den Krystall in gleicher Neigung gegen die optische Axe durchlaufen; wenn also der Punkt n zwischen den Turmalinplatten dunkel erscheint, so erscheint der ganze Umfang des Kreises dunkel, dessen Mittelpunkt o und dessen Radius $o n$ ist. Um den dunkeln Mittelpunkt o erscheint also zunächst ein heller Kreis, dann ein dunkler, dessen Radius $o n$ ist, auf diesen folgt wieder ein heller Ring, dann ein zweiter dunkler Ring, dessen Halbmesser $o n'$ ist u. s. w.

Sieht man durch die zwischen gekreuzte Turmalinplatten gelegte Platte nach einer monochromatischen Flamme, so sieht man eine Reihe von concentrischen Kreisen, die immer feiner und feiner werden.

Wenn man statt des einfarbigen Lichts weißes Licht anwendet, wenn man also z. B. gegen den hellen Himmel sieht, so erblickt man natürlich statt der hellen und dunklen Ringe eine Reihe verschiedenfarbiger Ringe, die von dem Mittelpunkte aus in derselben Ordnung auf einander folgen, wie die Farben der keilförmigen Platten.

Das oben besprochene Ringsystem erscheint aber von einem schwarzen Kreuze unterbrochen, dessen Mittelpunkt mit dem Mittelpunkt der Ringe zusammenfällt; wir wollen uns jetzt zu der Erklärung dieses schwarzen Kreuzes wenden.

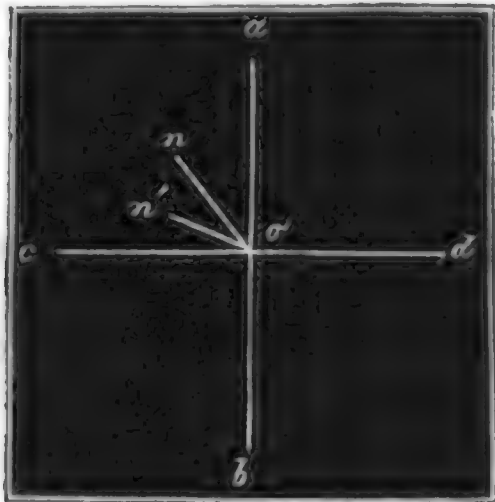
Bei der Erklärung der Farbenerscheinungen in dünnen Gypsblättchen (Seite 310 und 318) haben wir gesehen, daß die Färbung eines solchen Blättchens zwischen gekreuzten Spiegeln der Art nach ungeändert bleibt, wenn man ihm verschiedene Lagen giebt, daß aber dabei die Intensität der Färbung variiert. Das Blättchen erscheint am lebhaftesten gefärbt, wenn die Schwingungsebenen der beiden Strahlen einen Winkel von 45° mit der Schwingungsebene des untern Spiegels machen; dreht man das Blättchen aus dieser Lage heraus, so nimmt seine Helligkeit ab, bis es endlich ganz dunkel erscheint, wenn die Schwingungsebene des einen der beiden Strahlen mit der des untern Spiegels, die Schwingungsebene des andern Strahls im Krystall mit der des obern Spiegels zusammenfällt.

Wir sehen daraus, daß die Intensität der Färbung davon abhängt, welche Lage die Schwingungsebenen im Krystall gegen die Schwingungsebenen der beiden Spiegel oder, in unserm Falle, der beiden Turmalinplatten haben. Bei den Gypsblättchen sind die Schwingungen aller durchgehenden Strahlen mit zwei bestimmt anzugebenden Linien parallel, bei einer senkrecht auf die Axe geschnittenen Krystallplatte aber ist dies nicht der Fall.

Von einem Punkte n , Fig. 907, der Oberfläche eines senkrecht auf die Axe geschliffenen einaxigen Krystalls tritt ein ordinärer und ein extraordinärer Strahl nach dem über o befindlichen Auge aus; die Ebene, welche sich durch den Punkt n und die in o zum Punkt verkürzte Richtung der optischen Axe legen läßt,

ist der Hauptschnitt für diese Strahlen; die Schwingungen des extraordinären Strahls finden nun in diesem hier zur Linie $n o$ verkürzten Hauptschnitt selbst Statt, die Schwingungen des ordinären sind rechtwinklig auf demselben. Für einen andern Punkt n' der Oberfläche des Krystalls ist aber $n' o$ die Projection des Hauptschnitts, die Schwingungsebenen der von n' nach dem Auge gelangenden Strahlen haben also eine andere Lage als die Schwingungsebenen der von n kommenden Strahlen. Wenn nun der Punkt n so liegt, daß die Linie $n o$ einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen $a b$

Fig. 907.



und $c d$ der beiden Turmalinplatten macht, so werden die Farben an dieser Stelle n ein Maximum von Helligkeit zeigen; je mehr aber die von dem Austrittspunkte nach o gezogene Linie sich der Linie $a b$ oder $c d$ nähert, desto dunkler wird die Färbung werden; vollkommene Dunkelheit muß endlich an allen Punkten der Linien $c d$ und $a b$ selbst stattfinden.

Der Durchmesser der Ringe hängt von der Dicke der Platten ab, er ist der Quadratwurzel aus der Dicke proportional; für eine 4mal, 9mal dickere Kalkspathplatte werden die Durchmesser der Ringe 2mal, 3mal kleiner seyn.

Der Durchmesser der Ringe hängt von der Dicke der Platten ab, er ist der Quadratwurzel aus der Dicke proportional; für eine 4mal, 9mal dickere Kalkspathplatte werden die Durchmesser der Ringe 2mal, 3mal kleiner seyn.

Auch die anderen einaxigen Krystalle, den Bergkrystall ausgenommen, zeigen dieselbe Erscheinung, nur sind für gleich dicke Platten die Ringe um so enger, je stärker die doppelte Brechung der Substanz, d. h. je größer der Unterschied zwischen dem größten und kleinsten Brechungssexponenten für dieselbe ist; so sind z. B. die Ringe in einer Kalkspathplatte weit enger als in einer gleich dicken Platte von essigsaurem Kalkkupfer.

Daß zwischen parallelen Turmalinen die complementäre Figur mit dem weißen Kreuze erscheint, bedarf keiner Erklärung. Die nähere Untersuchung der Modificationen, welche die Ringfigur erleidet, wenn die Turmalinplatten weder parallel noch gekreuzt sind, würde uns zu weit führen.

Was die Bearbeitung solcher Krystallplatten betrifft, welche zu diesen Versuchen angewendet werden, so ist sie so einfach, daß sich Jeder leicht selbst solche Platten vorrichten kann; das Schleifen und Poliren härterer mineralischer Körper überläßt man freilich am besten einem Glasschleifer, desto leichter sind dagegen auflöslliche Salze zu behandeln; man schleift nämlich die Flächen, welche senkrecht auf der optischen Axe stehen, zuerst auf einem feinen Schleiffstein an, polirt sie dann auf einem leinenen Läppchen, auf welchem ganz feines caput mortuum, mit einer ganz geringen

Menge von Wasser angefeuchtet, eingerieben worden ist. Nachdem dies geschehen ist, pukt man die polirten Flächen mit einem trocknen Tuche sorgfältig ab und kittet sie mit Hülfe von canadischem Balsam zwischen zwei Glasplatten, damit die polirten Flächen nicht wieder durch den Einfluß der Luft ihren Glanz verlieren.

Besonders leicht sind die Krystallplatten dann zu präpariren, wenn die optische Axe auf einer Spaltungsfläche senkrecht steht, wie dies z. B. beim schwefelsauren Nickeloryd der Fall ist. Das schwefelsaure Nickeloryd krystallisirt bei verschiedenen Temperaturen in verschiedenen Formen; unter 15° krystallisirt es in gleicher Form mit dem Zinkvitriol, und in diesem Falle ist es optisch zweiaxig; bei einer Temperatur von 15 bis 20° krystallisirt es in Quadratoctaedern, also in optisch einaxigen Krystallen, welche senkrecht zur optischen Axe sehr vollkommen spaltbar sind; hat man durch Spaltung eine Platte mit recht ebenen glänzenden Flächen erhalten, so kann man sie ohne Weiteres zwischen die Glasplatten kitten. Auch das Blutlaugensalz ist in einer Richtung sehr vollkommen spaltbar, welche rechtwinklig zur optischen Axe ist; doch erscheinen die Ringe in demselben selten ganz regelmäßig, sondern meistens verzerrt, was auf eine Störung in der krystallinischen Structur hinzudeuten scheint; ähnliche Unregelmäßigkeiten beobachtet man auch an dem Ringsystem des Berylls.

Um das Ringsystem zu beobachten, sind außer den schon genannten noch besonders folgende einaxige Krystalle geeignet: Salpetersaures Natron, Turmalin, saures arseniksaures Kali, Honigstein, essigsaures Kalkkupfer und Eis.

Das salpetersaure Natron krystallisirt in Rhomboedern, wie der Kalkspath, und hat eine noch stärkere doppelte Brechung; das essigsaure Kalkkupfer, ein Doppelsalz von essigsaurem Kupfer und essigsaurem Kalk, krystallisirt in 8seitigen Säulen und ist durch seine prachtvolle blaue Farbe ausgezeichnet; wegen der dunklen Farbe dieses Salzes sieht man seine Ringe am besten, wenn man hellgrüne Turmaline anwendet.

Daß das Eis wirklich eine krystallinische Structur hat, ließ sich schon daraus erwarten, daß die Schneeflocken so regelmäßige Formen zeigen, obgleich man an dem Eise selbst keine regelmäßigen Krystallflächen beobachtet; diese Vermuthung wird nun durch die optischen Eigenschaften des Eises vollkommen bestätigt. Wenn die Eisdecke irgend eines Gewässers eine Dicke von 2 bis 4 Centimetern erreicht hat, schlage man aus dieser Decke eine Platte heraus und bringe sie sogleich in die Turmalinzange, so wird man ohne Weiteres ein Ringsystem, wie im Kalkspath, sehen, nur sind der geringern doppelten Brechung des Eises wegen die Durchmesser der Ringe hier trotz der Dicke der Platte noch ziemlich groß; die optische Axe des Eises steht also rechtwinklig zur natürlichen Oberfläche der Eisdecken, und

das Eis gehört wirklich in das drei- und einaxige Krystallsystem, wohin es auch nach der Gestalt der Schneeflocken, welche 6seitige Sterne bilden, gehört.

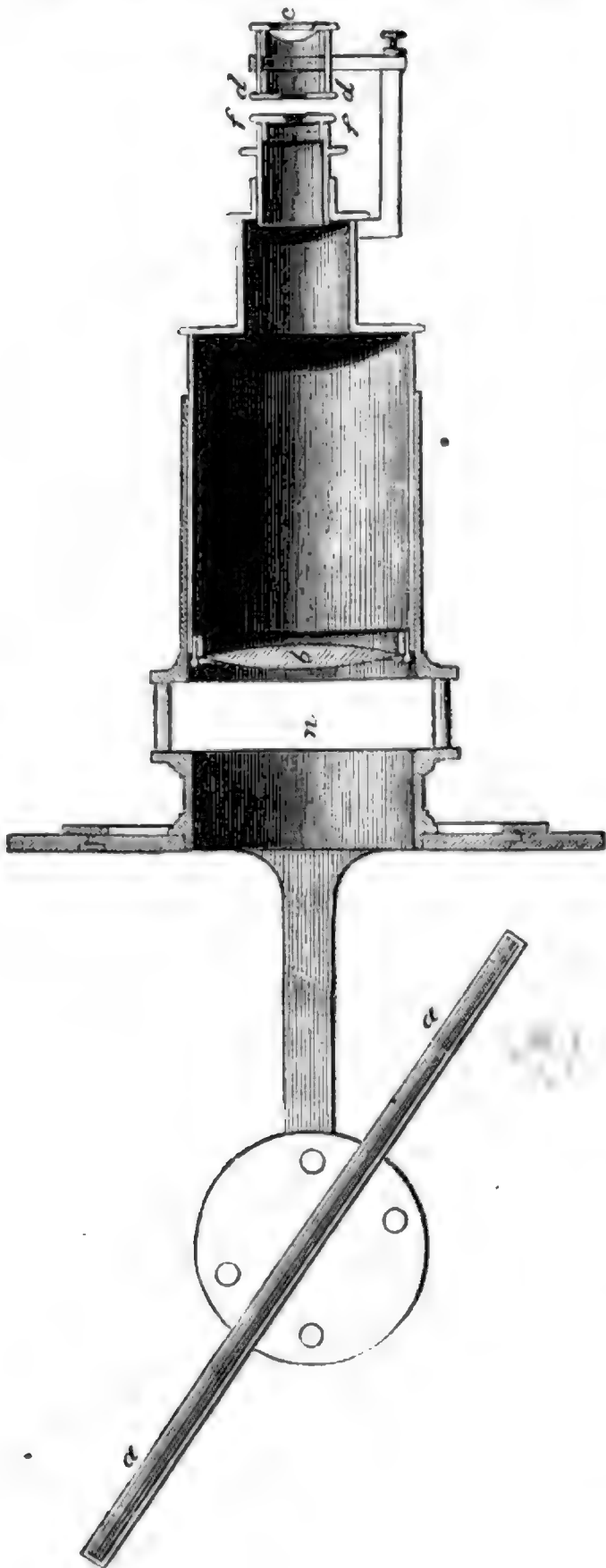
Beim Apophyllit und beim unterschwefelsauren Kalk weicht die Aufeinanderfolge der Farben des Ringsystems von der gewöhnlichen ab.

443 Verschiedene Methoden, die Ringsysteme in Krystallen zu beobachten.

Die einfachste Beobachtungsart der Ringsysteme ist die, daß man die Krystallplatte in die Turmalinzange legt; doch sind unter Umständen andere Beobachtungsmethoden vorzuziehen.

Um das Ringsystem objectiv auf einer Wand darzustellen, kann man den Fig. 908 dargestellten, einem Sonnenmikroskop ähnlichen Apparat anwenden, welcher ebenso wie dieses in den Laden eines dunklen Zimmers eingesetzt wird. Der Spiegel *a*, welcher auf der Rückseite geschwärzt ist, reflectirt die polarisirten Sonnenstrahlen nach der Linse *b*, welche ungefähr 22^{cm} Brennweite hat, die parallel auf diese Linse fallenden Strahlen convergiren nun nach der bei *f* angebrachten Krystallplatte und fallen dann auf die Turmalinplatte bei *d*, welche in ihrer Ebene nach Belieben umgedreht werden kann; eine zweite Linse von kürzerer Brennweite befindet sich bei *c*; die beiden Linsen *b* und *c* sind ungefähr um die Summe ihrer Brennweite von einander entfernt,

Fig. 908.

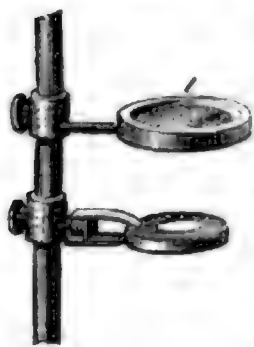


und die Krystallplatte befindet sich ungefähr in dem gemeinschaftlichen Brennpunkte der Linsen; das Bild des Ringsystems wird auf einem passend angebrachten Schirm in der Weise aufgefangen werden wie das Bild eines Sonnenmikroskops.

Wenn man die Farben der Ringe ganz rein sehen will, so darf man natürlich die Krystallplatte nicht zwischen Turmalinplatten bringen, weil diese schon selbst gefärbt sind. Man könnte die Ringe freilich auch im Polarisationsapparat sehen, wenn man die Krystallplatte dicht unter den Zerlegungsspiegel hält; doch ist diese Beobachtungsart höchst unbequem; sehr schön aber kann man die Ringe im Polarisationsapparat auf folgende Weise sehen.

Man bringe oberhalb des Tischchens eine Sammellinse an, welche man nach Belieben auf- und abschieben kann, so daß ihre Axe stets in der Mitte des Apparates bleibt; es läßt sich dies am einfachsten dadurch erreichen, daß man die eine Säule des Apparates, wie man in Fig. 909 sieht, mit einer

Fig. 909.



verschiebbaren Hülse umgiebt, an welcher sich ein kurzes Stäbchen mit einem Ring befindet, welcher zur Aufnahme der Linse *l* dient. Vertical unter der Linse befindet sich die Krystallplatte; sie ist durch ein federndes Zängelchen gehalten und kann vermittlest eines Kugelcharniers leicht in die gehörige Stellung gebracht werden. Wenn man die Krystallplatte so gerichtet hat, daß sie genau unter der Linse steht und daß die optische Axe der Platte mit der Axe der Linse zusammenfällt, so erblickt man im Zerlegungsspiegel des Apparates ein zierliches Ringsystem.

Fig. 910.



Daß man unter diesen Umständen die Ringe sieht, erklärt sich folgendermaßen; nehmen wir an, *a b* und *c d* seyen diejenigen Strahlen, welche, die Krystallplatte schräg durchlaufend, die Farben der äußersten Ringe liefern, so werden alle anderen Strahlen, welche den Krystall bei *m* weniger schräg durchlaufen, je nach ihrer Richtung alle Farben der übrigen Ringe zeigen; wenn nun über der Krystallplatte eine Linse so angebracht wäre, daß *m* ihr Brennpunkt wäre, so würden alle von *m* aus nach der Linse divergirenden Strahlen einander parallel aus derselben austreten; wenn aber der Punkt *m* weiter als die Brennweite der Linse von derselben absteht, so werden die von *m* aus divergirenden Strah-

len unter einem spitzen Winkel nach *o* convergiren, oder, mit anderen Worten, der Winkel, welchen die einzelnen Strahlen des in *o* convergirenden Strahlenkegels mit der Axe desselben machen, ist kleiner als der Winkel,

den dieselben Strahlen beim Austritt aus der Krystallplatte mit dieser Axe machen, man wird also das Ringsystem verkleinert sehen.

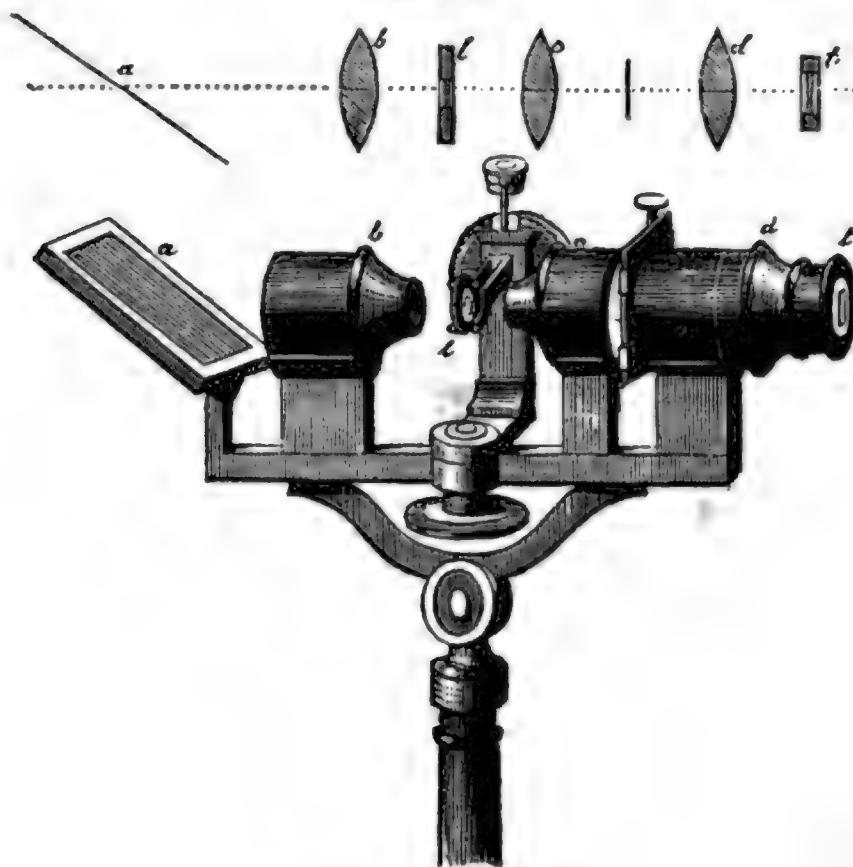
Damit nur solche Strahlen auf den Krystall fallen, welche von dem untern Spiegel vollständig polarisirt worden sind, kann man noch unter dem Krystall eine Linse anbringen, welche die vertical von unten kommenden Strahlen nach der Platte concentrirt; man kann diese Linse auf das Tischchen legen.

Die Verkleinerung hängt von der Brennweite der Linse und von ihrer Stellung gegen die Krystallplatte ab; in der Regel ist eine Linse von ungefähr 3 Centimetern Brennweite die passendste; doch ist es zweckmäßig, wenn der Apparat so eingerichtet ist, daß man die Linse vertauschen kann.

Um vollständigsten und schönsten lassen sich die Farbenringe im Polarisationapparat mit Hülfe des von *Airy* angegebenen Linsenapparates zeigen. Eine Linse befindet sich unter der Krystallplatte, eine zweite über derselben; die beiden Linsen sind um die Summe ihrer Brennweiten von einander entfernt, und die Krystallplatte befindet sich im gemeinschaftlichen Brennpunkte derselben. Die untere Linse bewirkt, daß nur solche Strahlen nach dem Krystall convergiren, welche von dem untern Spiegel vollständig polarisirt worden sind; der Strahlenkegel fällt aber nun so auf die zweite Linse, daß alle Strahlen unter einander parallel aus derselben austreten; so treffen sie nun auf den obern Spiegel des Apparates, werden von diesem vollständig zerlegt und nach einer dritten Linse reflectirt, welche sie nach dem Auge convergiren macht. Die drei Linsen haben gleiche Brennweite.

Auf eine ähnliche Weise sind die Linsen in dem von *Soleil* construirten

Fig. 911.



Apparat, Fig. 911, angebracht, welcher sich besonders zu Messungen eignet. Die drei Linsen *b*, *c* und *d* haben gleiche Brennweite, nämlich 3 Centimeter, der Krystall befindet sich im gemeinschaftlichen Brennpunkt der Linsen *b* und *c*, welche um die Summe ihrer Brennweiten von einander abstehen; die von dem Polarisationspiegel *a* parallel auf die Linse *b* fallenden Strahlen werden also auch als Parallelstrahlen die Linse *c* verlassen und die Linse *d* treffen, durch welche sie wieder convergent gemacht werden. Als Lichtzerleger dient hier die Turmalinplatte *t*. Zwischen den Linsen *c* und *d* ist auf passende Weise ein Mikrometer angebracht, mit Hülfe dessen man genaue Messungen anstellen kann; die Zange, welche den Krystall trägt, ist um eine horizontale Ase drehbar, und man kann die Drehung auf einem verticalen getheilten Kreise ablesen.

Farbenringe in zweiartigen Krystallen. Wenn man eine Salpeterplatte, welche senkrecht auf die Mittellinie geschliffen ist, so zwischen die gekreuzten Turmalinplatten legt, daß die Ebene der beiden optischen Axen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der beiden Turmalinplatten macht, so sieht man das schöne Ringsystem Fig. 2 Tab. II.

Der Salpeter gehört dem ein- und einartigen Krystallsystem an; er krystallisirt in der Regel in Form einer 6seitigen Säule, Fig. 912; die Richtung der

Fig. 912.

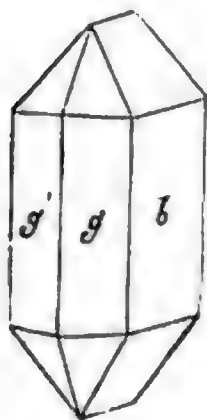
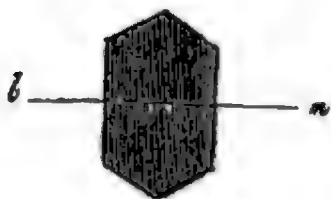


Fig. 913.



Mittellinie ist parallel mit den Kanten dieser Säule; wenn man also eine Platte schleift, deren Oberflächen senkrecht auf den Kanten der Säule stehen, so wird eine solche Platte das besprochene Ringsystem zeigen. Wenn Fig. 913 der rechtwinklige Durchschnitt der Säule ist, so ist *l m* die Projection der Ebene der beiden optischen Axen; die Krystallplatte muß also so zwischen die Turmalinplatten gelegt werden, daß die Linie *l m* einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der beiden Turmalinplatten macht, wenn die Fig. 2 Tab. II. erscheinen soll.

Man wird wohl sehr selten einen Salpeterkrystall finden, welcher nicht in der Mitte mit mehr oder weniger bedeutenden röhrenartigen Höhlungen durchzogen ist; dies macht aber die Krystalle zu unserm Zwecke nicht unbrauchbar, denn gegen den Rand hin finden sich immer Stellen, welche groß genug und vollkommen rein sind.

Wir wollen nun zuerst die Gestalt der farbigen (isochromatischen) Kurven und dann die Form der sie durchschneidenden schwarzen Büschel näher untersuchen.

Die Erscheinung Fig. 2 Tab. II. besteht offenbar aus einer Verbindung



caten einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der Turmaline macht, so haben die schwarzen Büschel die Form Fig. 915 Taf. III.; die Fig. 916 Taf. III. entspricht dem Fall, daß die Verbindungslinie $o o'$, also die Ebene der optischen Axen, einen Winkel von 90° mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte macht; die Fig. 917 Taf. III. endlich stellt die Büschel für den Fall dar, daß die Ebenen der optischen Axen mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zusammenfällt; für diese letztere Lage ist in Fig. 3 Tab. II. das Ringsystem in kohlensaurem Bleiornd (Weißbleierz) vollständig dargestellt.

Die Ringerscheinungen im kohlensauren Bleiornd haben große Ähnlichkeit mit denen im Salpeter, nur ist die Aufeinanderfolge der Farben etwas anders, es wird von dieser Verschiedenheit bald mehr die Rede seyn.

Wenn der Winkel, welchen die beiden optischen Axen eines Krystalls mit einander machen, größer ist als 20° , so kann man in einer senkrecht zur Mittellinie geschliffenen Platte nicht mehr gleichzeitig übersehen; neigt man die Platte bald nach der einen, bald nach der andern Seite hin, so sieht man bald Ringe, welche die eine, bald die Ringe, welche die andere Axe umgeben.

Unter den Krystallen, welche, senkrecht zur Mittellinie geschliffen, bei gehöriger Neigung leicht bald das eine, bald das andere Ringsystem zeigen, sind besonders folgende zu nennen: Arragonit, Schwerspath, Glimmer, Topas, Zinkvitriol, Bittersalz, schwefelsaures Nickeloryd u. s. w.

Der Arragonit krystallisirt in einer, der Krystallform des Salpeters sehr ähnlichen Gestalt, und die Mittellinie ist hier mit den Kanten der Säule parallel; dasselbe ist auch beim Topas der Fall, welcher gerade rechtwinklig zu der Säulenaxe, also rechtwinklig zur Mittellinie spaltbar ist. Die Spaltungsflächen des Glimmers stehen ebenfalls rechtwinklig auf der Mittellinie, so daß man bei gehöriger Neigung eines Glimmerblättchens bald die Ringe um die eine, bald die Ringe um die andere Axe sehen kann; am besten sieht man die Ringe, wenn die Blättchen nicht gar zu dünn sind, weil sonst die Ringe gar zu groß sind.

Die Krystalle des Glimmers sind äußerlich zu wenig ausgebildet, um das Krystallsystem unmittelbar bestimmen zu können, dem sie angehören; hier sind nun die optischen Eigenschaften entscheidend, denn die optisch einaxigen Glimmerarten gehören dem drei- und einaxigen, die optisch zweiaxigen dem ein- und einaxigen Krystallsystem an; ob aber eine Glimmerplatte optisch einaxig oder zweiaxig ist, ergiebt sich sogleich aus der Beobachtung des Ringsystems. Häufig sind aber die Glimmerblättchen so dünn, daß die Ringe

zu groß werden, als daß man sie übersehen könnte; man übersieht bei ihnen nur den centralen Theil der Figur; doch läßt sich auch hier leicht ermitteln, ob dies Blättchen einaxig oder zweiaxig ist. Man lege es nur auf das Tischchen im Polarisationsapparat, während die beiden Spiegel gekreuzt sind; erscheint nun das Blättchen fortwährend dunkel, wie man es auch in seiner Ebene umdrehen mag, so ist es optisch einaxig, denn alsdann erblickt man den centralen Theil der Fig. 1 Tab. II., welcher stets dunkel erscheinen muß; wenn aber das Blättchen abwechselnd hell und dunkel erscheint, so

Fig. 918.

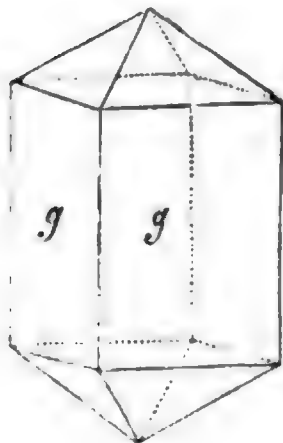


Fig. 919.



ist es optisch zweiaxig.

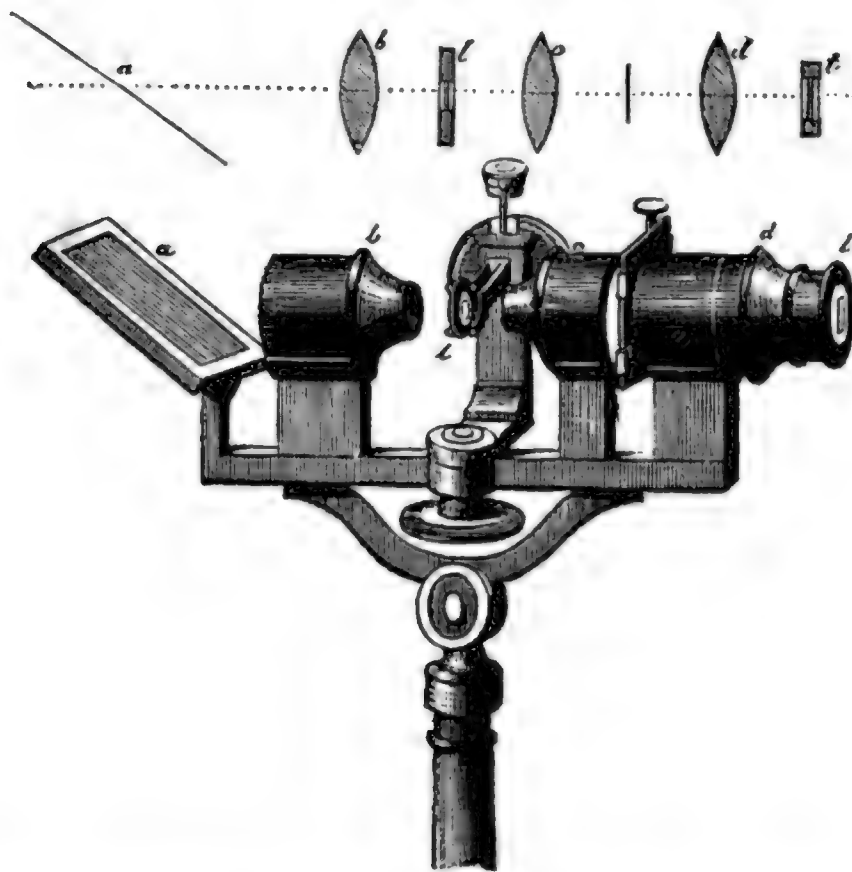
Die Krystalle des Bittersalzes gehören, wie alle die bisher näher besprochenen zwei- und einaxigen Krystallsystem und bilden gewöhnlich eine 4seitige fast quadratische Säule, an welcher häufig noch zwei Kanten durch die Fläche *b*, Fig. 919, abgestumpft sind,

so daß die 4seitige Säule in eine 6seitige verwandelt wird. Beim Bittersalz ist nun die Mittellinie nicht mehr parallel mit den Kanten der Säule, sondern sie steht rechtwinklig auf der abstumpfenden Fläche *b*; die Ebene der optischen Axen fällt also mit dem rechtwinkligen Querschnitt der Säule zusammen. Das Bittersalz ist parallel mit den Flächen *b* sehr vollkommen spaltbar, und eine durch solche Spaltungsflächen begränzte Platte (der aber doch noch durch Schleifen und Poliren nachgeholfen werden muß) zeigt, je nachdem man sie neigt, bald das Ringsystem der einen, bald das der andern optischen Axe.

Was vom Bittersalz gesagt wurde, gilt auch vom Zinkvitriol und dem bei niedriger Temperatur krystallisirten schwefelsauren Nickeloryd, da beide Salze mit dem Zinkvitriol isomorph sind.

Um den Winkel zu messen, welchen die beiden optischen Axen eines Krystalls mit einander machen, kann man den Apparat Fig. 920 anwenden. Man hat zu diesem Zwecke ein Fadenkreuz im Brennpunkt der Linse *d* anzubringen und die Krystallplatte so zu befestigen, daß die Ebene der beiden Axen mit der Verticalebene zusammenfällt, in welcher die Platte drehbar ist. Man stellt nun die Platte so, daß der Mittelpunkt des einen Ringsystems im Fadenkreuz erscheint, dreht alsdann, bis man den Mittelpunkt des andern Ringsystems im Fadenkreuz erblickt, und aus der abgelesenen Drehung kann man dann leicht den Winkel der optischen Axen berechnen.

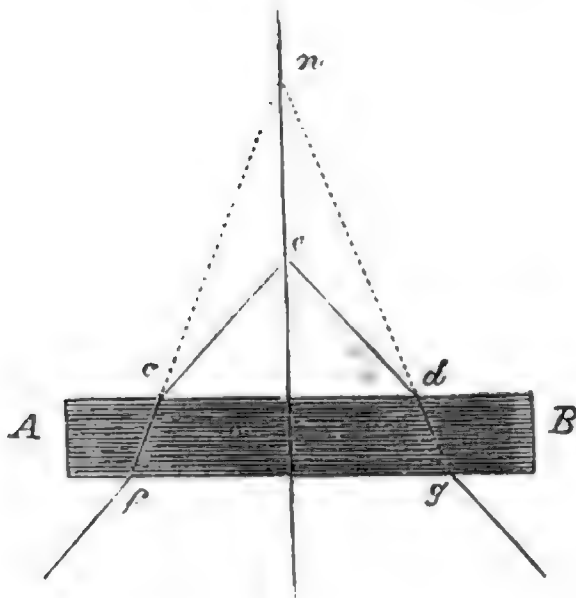
Fig. 920.



Zu der eben besprochenen Messung kann man auch jedes mit einem Höhenkreise versehene Theodolith anwenden; man befestigt nämlich mit Hülfe von etwas Wachs die senkrecht zur Mittellinie geschliffene Krystallplatte in der Verlängerung der horizontalen Umdrehungsaxe des Höhenkreises in der Weise, daß die Ebene der optischen Axen mit der Ebene des Höhenkreises parallel ist, also auf seiner Umdrehungsaxe senkrecht steht; vor dem Theodolith legt man nun einen auf der Rückseite geschwärzten Spiegel in der Weise horizontal an eine passende Stelle, daß die unter dem Polarisationwinkel auf diesen Spiegel fallenden Strahlen nach der Krystallplatte am Theodolith hin reflectirt werden; wenn man nun eine Turmalinplatte in geeigneter Stellung vor das Auge hält, dann durch dieselbe und durch die Krystallplatte nach dem Polarisationsspiegel sieht, so wird bald das eine, bald das andere Ringsystem erscheinen, wenn man die horizontale Axe des Höhenkreises umbreht. Wenn man nun ungefähr auf der Mitte des Polarisationsspiegels irgend ein Merkzeichen angebracht hat, so kann man Alles leicht so einstellen, daß der Mittelpunkt des einen Ringsystems auf dieses Merkzeichen fällt; man liest alsdann den Nonius ab, dreht, bis das zweite Ringsystem an derselben Stelle erscheint und liest nun den Nonius zum zweiten Male ab; aus der Differenz der beiden Ablesungen kann man dann leicht den Winkel der optischen Axen berechnen.

Es stelle in Fig. 921 *A B* eine zweiaxige senkrecht auf die Mittellinie

Fig. 921.



geschliffene Krystallplatte, o das darüber befindliche Auge und $o d$, $o c$ die Richtungen vor, nach welchen man die Mittelpunkte der beiden Ringsysteme sieht, so ist klar, daß die von c und d nach dem Auge gelangenden Strahlen nicht in derselben Richtung, sondern nach den Richtungen $c f$ und $d g$ den Krystall durchlaufen haben; es ist also der Winkel $c o d$ nicht der Winkel der optischen Axen, sondern der Winkel $c n d$, welchen die Rich-

tungen $f c$ und $g d$ mit einander machen; wenn aber der Winkel $c o d$ und der mittlere Brechungscoefficient der Krystallplatte bekannt ist, so kann man den Winkel $c n d$ berechnen.

Nach den eben mitgetheilten Messungsmethoden wird nun aber in der That nicht der Winkel der optischen Axen selbst, sondern der Winkel der Richtungen gemessen, nach welchen die Strahlen, welche die Krystallplatte in der Richtung der optischen Axe durchlaufen haben, aus derselben austreten.

Wenn der Winkel der optischen Axen groß ist, so ist es vortheilhafter, die Krystallplatte nicht senkrecht zur Mittellinie, sondern senkrecht zu einer der optischen Axen zu schleifen; man sieht alsdann freilich nur ein Ringsystem, welches meistens in der Art, wie Fig. 922 Taf. III., erscheint; die runden oder etwas ovalen Ringe sind nur von einem dunklen Büschel durchschnitten, der seine Lage ändert, wenn man die Krystallplatte in ihrer Ebene umdreht; jedoch ist die Richtung, nach welcher sich der schwarze Büschel dreht, der Richtung entgegengesetzt, in welcher die Krystallplatte gedreht wird. Wenn der schwarze Büschel mit der Richtung der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zusammenfällt, so liegt die andere Axe auf der Verlängerung des schwarzen Büschels oder, genauer gesagt, die durch das schwarze Büschel senkrecht zur Oberfläche der Platte gedachte Ebene ist alsdann die Ebene der beiden optischen Axen.

Unter den Krystallen, von welchen man vorzugsweise leicht Platten erhalten kann, welche senkrecht zu der einen Axe sind, muß besonders der Zucker und das saure chromsaure Kali genannt werden. Die Krystalle des Zuckers sind nach einer Richtung hin spaltbar, und rechtwinklig auf dieser Spaltungsfläche steht die eine optische Axe; in Zuckerkrystallen, die hinläng-

lich farblos und durchsichtig sind, sieht man das Ringsystem sehr schön. — Das saure chromsaure Kali ist nach mehreren Richtungen spaltbar, doch nach einer vorzugsweise leicht, und senkrecht auf dieser Spaltungsfläche liegt auch hier eine optische Axe.

Ungleiche Lage der optischen Axen für verschiedenfarbige 445
Strahlen. In manchen Krystallen zeigen die Ringsysteme eine auffallende Abweichung von der normalen Gestalt, wie dies namentlich beim Seignettesalz (weinsteinsaures Kalinatron) der Fall ist. Fig. 4 Tab. II. stellt die Erscheinung dar, wie man sie in einer Platte dieses Salzes beobachtet, welche senkrecht auf die eine Axe geschnitten ist. Auf der einen Seite herrscht entschieden eine rothe, auf der andern eine blaue Färbung vor; nach der blaugrünen Seite hin werden die Ringe, namentlich die inneren, auffallend schmaler, so daß sie ein fast birnförmiges Ansehen erhalten. Alle diese Unregelmäßigkeiten verschwinden, sobald man statt des weißen Lichts einfarbiges anwendet, wenn man etwa nach einer Weingeistflamme hinsieht; unter diesen Umständen beobachtet man vollkommen kreisrunde concentrische Ringe; da also für jede einzelne Farbe die Ringe vollkommen regelmäßig sind, so kann die im weißen Licht beobachtete Unregelmäßigkeit nur daher rühren, daß die Mittelpunkte der verschiedenfarbigen Ringe nicht zusammenfallen, wie dies auch Herschel nachgewiesen hat; in der That sieht man zwei gesonderte Ringsysteme, deren Mittelpunkte nicht zusammenfallen, wenn man die Ringe durch ein farbiges Glas betrachtet, welches nur zwei Farben, etwa nur blaue und rothe Strahlen durchläßt.

Weil der Durchmesser der violeten und blauen Ringe kleiner ist als der Durchmesser der entsprechenden rothen, so ist klar, daß sich die Ringe nach der Seite hin verengen, nach welcher der Mittelpunkt der stärker brechbaren Strahlen liegt.

Da der Mittelpunkt der Ringe für die blauen Strahlen nicht mit dem für die rothen zusammenfällt, so ist klar, daß die optischen Axen für die blauen Strahlen nicht mit den optischen Axen der rothen Strahlen zusammenfallen. Im Seignettesalz ist diese Verschiedenheit der Lage der verschiedenfarbigen Strahlen sehr bedeutend; der Winkel der optischen Axen für die rothen Strahlen ist 76° , für die violeten aber 56° .

Beim essigsauren Bleioryd (Bleizucker) ist die ungleiche Lage der verschiedenfarbigen Strahlen eben so auffallend wie beim Seignettesalz; der Bleizucker krystallisirt gewöhnlich in Form von länglichen Tafeln, und die eine optische Axe ist fast senkrecht zu der Oberfläche derselben; man braucht also eine solche Platte nur in die Turmalinzange zu legen, um bei einiger Neigung gegen die einfallenden Strahlen eine ähnliche Erscheinung zu sehen, wie die in Fig. 4 Tab. II. abgebildete.

Fast bei allen zweiaxigen Krystallen fallen die optischen Axen der verschie-



gleichsam zwei farbige Keile, einen rothen und einen blauen, welche gegen einander gekehrt sind. Der blaue Keil liegt auf der Seite der blauen, der rothe Keil auf der Seite der rothen Axen.

In Fig. 3 Tab. II. sieht man diese Keile in jedem Ringsystem sehr deutlich, man sieht aber auch, wie der blaue Keil stets dem andern Ringsystem zugekehrt, der rothe Keil aber abgewendet ist, daß also beim kohlensauren Bleioryd die blauen Axen ganz innerhalb des Winkels liegen, den die rothen Axen mit einander machen, und daß daher bei diesem Mineral die in Fig. 923 angeedeutete Vertheilung der Axen stattfindet.

Bringt man eine etwas dicke Salpeterplatte in die der Fig. 3 Tab. II. entsprechende Lage zwischen die Turmalinplatten, so sieht man, wie jetzt der rothe Keil eines jeden Ringsystems dem andern zugewendet ist, daß also beim Salpeter die rothen Axen innen, die blauen dagegen außen liegen.

In Fig. 3 Tab. II. sieht man, daß die Kurven auf der Seite des blauen Keils sehr scharf und deutlich zu sehen sind, während sie auf der Seite des rothen Keils schon sehr blaß und undeutlich werden; dies wird nun um so auffallender, je dicker die Platten sind. Wenn man aus Krystallen, bei denen die Axen der verschiedenen Farben hinlänglich weit aus einander liegen, Platten schneidet, welche dick genug sind, so verschwinden die Kurven auf der Seite des rothen Keils vollständig.

Wenn man die Krystallplatte so zwischen die gekreuzten Turmaline legt, daß die Ebene der optischen Axen nicht mit der Schwingungsebene der einen Turmalinplatte zusammenfällt, so ändert auch der dunkle Büschel seine Lage, er hört auf die Figur symmetrisch zu theilen. Wenn die Ebene der Axen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der Turmaline macht, so schneidet der dunkle Büschel die Figur nach einer Linie, welche rechtwinklig auf der Ebene der Axen steht, wie man dies in Fig. 2 Tab. II. sieht, wo $a b$ die Schwingungsebene der einen, $c d$ die Schwingungsebene der andern Turmalinplatte, $e f$ aber die Ebene der optischen Axen ist. In diesem Falle erscheint der dunkle Büschel, namentlich in der Mitte seiner Länge, auf der einen Seite blau, auf der andern Seite roth gesäumt, wie man dies in Fig. 2 Tab. II. ganz deutlich sieht. Bei dieser Lage des Büschels sieht man, wenn die Platten dick genug sind, die Kurven oft nur auf der einen Seite desselben, weil sie ja auf der rothen Seite verschwinden; so würde man in einer Platte von kohlensaurem Bleioryd, welche die Fig. 3 Tab. II. zeigt, wenn die Ebene der Axen mit der Schwingungsebene einer Turmalinplatte zusammenfällt, jenseits der dunklen Büschel kaum noch Kurven erkennen, wenn man sie um 45° drehte, so daß die Figur in die der Fig. 2 entsprechende überginge. Das Verschwinden der Kurven auf einer Seite des dunklen Büschels läßt sich besonders gut im Seignettesalz, dem Bleizucker, dem doppeltchromsauren Kali u. s. w. beobachten, wenn man



andern Ringsystem; r r' ist also die Ebene der rothen, g g' die Ebene der grünen, b b' die Ebene der blauen optischen Axen.

Auch bei manchen einaxigen Krystallen kommen Abweichungen von dem normalen Ansehen der Ringe vor, indem bei ihnen die Ordnung, in welcher die Farben auf einander folgen, bedeutend von der Reihe der Newton'schen Scala abweicht, wie dies beim unterschwefelsauren Kalk und namentlich beim Apophyllit der Fall ist. Bei diesen Krystallen stehen die Durchmesser der entsprechenden Ringe verschiedener Farben nicht in demselben Verhältniß, wie es bei einem normalen Ringsystem der Fall ist, ja beim Apophyllit ist der Durchmesser der violetten Ringe sogar größer als der Durchmesser der rothen Ringe gleicher Ordnung.

Hyperbolische Kurven in Krystallplatten, die parallel mit der 446
Axe geschliffen sind. Wenn man eine parallel mit der Axe geschliffene Platte von Bergkrystall, welche 2 bis 4 Linien dick ist, oder eine eben so dicke Gypsplatte in den Polarisationsapparat legt, so erscheint sie nicht farbig wie ein dünnes Blättchen, sondern, wenn man sie in ihrer Ebene umdreht, wird sie nur abwechselnd hell und dunkel. Daß eine solche Platte, wenn ihre Dicke eine gewisse Gränze übersteigt, nicht mehr farbig erscheinen kann, geht aus der Entstehungsweise dieser Farben selbst hervor, denn die Maxima und Minima der Lichtstärke der verschiedenen Farben fallen in einer solchen Weise zusammen, daß aus ihrer Mischung nur Weiß hervorgeht, wie dies schon oben (Seite 255) gezeigt wurde. Legt man aber die Krystallplatte in die Turmalinzange, und zwar in dieselbe Lage, bei welcher eine dünne Platte die Farben möglichst glänzend zeigen würde, so erblickt man, nach einer homogenen Lichtquelle hinsehend, ein System von abwechselnd hellen und dunkeln hyperbolischen Streifen, wie sie Fig. 927 und 928 Taf. III. dargestellt sind.

Als homogene Lichtquelle wendet man am bequemsten eine Weingeistlampe an, auf deren Docht man etwas Kochsalz streut; eine solche Flamme liefert ein fast ganz rein gelbes Licht.

Daß überhaupt hier abwechselnd helle und dunkle Kurven entstehen, rührt daher, daß von den beiden Strahlen, welche an irgend einer Stelle der Oberfläche der Platte nach dem Auge austreten, der eine bald mehr, bald weniger vorausgeeilt ist, je nachdem die Strahlen den Krystall in einer andern Richtung durchlaufen haben; die Form der hyperbolischen Kurven läßt sich aus der Fresnel'schen Theorie der doppelten Brechung vollständig ableiten; doch würde uns hier eine solche Ableitung zu weit führen.

Je dünner die Platte wird, desto weiter rücken die Kurven auseinander, und wenn die Platte hinlänglich dünn geworden ist, um im weißen Lichte farbig zu erscheinen, sind die Kurven gewissermaßen so groß geworden, daß

man sie nicht mehr übersehen kann; man sieht alsdann nur den gleichförmig gefärbten centralen Theil der Figur.

Auch eine parallel mit der Aze geschliffene Kalkspathplatte zeigt diese Kurven, nur sind sie ungleich enger als bei einer gleich dicken Bergkrystallplatte; die Bearbeitung einer solchen Kalkspathplatte erfordert aber die größte Sorgfalt, denn wenn die gegenüberliegenden Oberflächen nicht genau parallel sind, so treten die Strahlen, durch deren Interferenz die Kurven entstehen sollen, wegen der starken doppelten Brechung des Kalkspaths nicht mehr nach derselben Richtung aus.

Eine Quarzplatte, deren Oberfläche einen Winkel von 45° mit der optischen Aze macht, zeigt bei Anwendung von homogenem Lichte zwischen der Turmalinzange fast ganz gerade, abwechselnd helle und dunkle Streifen; dieselben Streifen, aber sehr fein, sieht man in einem möglichst dünnen von einem Rhomboeder abgespalteten Kalkspathplättchen. Diese Streifen sind gewissermaßen die geradlinige Fortsetzung der hyperbolischen Kurven, welche man in Platten sieht, die parallel mit der Aze geschliffen sind.

Im Allgemeinen wird man in jeder doppeltbrechenden Krystallplatte, welche mit parallelen Wänden begränzt ist, bei Anwendung von homogenem Lichte (farbige Gläser sind nicht homogen genug), Kurven erblicken, von denen im weißen Lichte oft nicht die Spur zu sehen war.

Wenn man zwei Quarzplatten oder zwei Gypsplatten von gleicher Dicke, welche im homogenen Lichte die hyperbolischen Kurven zeigen, gekreuzt zwischen die Turmaline bringt, so sieht man die Kurven Fig. 927 Tab. III schon im weißen Tageslichte; sie erscheinen nun farbig, und ihre Farben folgen fast ganz den Farben der Newton'schen Scala, sie beginnen in der Mitte mit Schwarz, was begreiflich ist, da ja hier die Färbung von der Differenz der in der einen und der andern Platte durchlaufenen Wege abhängt.

Zwei gleich dicke Quarzplatten, welche in einem Winkel von 45° gegen die Aze geschnitten sind, zeigen, wenn sie gekreuzt sind, im Turmalinapparat ebenfalls farbig Streifen, die von dem mittleren an, welcher schwarz erscheint, nach beiden Seiten hin in der Ordnung der Newton'schen Scala auf einander folgen.

Savart hat zwei solche gekreuzte Quarzplatten mit einer Turmalinplatte vereinigt und nennt diesen Apparat ein Polariskop; denn wenn man durch die Turmalinplatte und die beiden Quarzplatten nach irgend einer Stelle hinsieht, von welcher polarisirtes Licht kommt, so werden alsbald die Farbenstreifen sichtbar werden, und zwar um so brillanter, je vollständiger die einfallenden Strahlen polarisirt sind; sieht man durch diesen Apparat nach dem heitern Himmel, nach einem Schieferdach, nach der Wand eines Hauses, so wird man die Streifen bald mehr, bald weniger

deutlich erscheinen sehen, kurz man kann mit diesem Apparate die geringsten Spuren von Polarisation der einfallenden Strahlen erkennen; doch sieht man leicht ein, daß man dasselbe weit einfacher erreicht, wenn man ohne Weiteres durch eine Turmalinplatte und eine senkrecht auf die Axe geschliffene Krystallplatte nach der zu untersuchenden Stelle hinsieht.

Circularpolarisation. Fresnel hat mit dem Namen der Circular-447 polarisation eine Erscheinung bezeichnet, welche zuerst Arago in Bergkrystallplatten beobachtet hatte, die senkrecht auf die Axe geschliffen waren. Diese Erscheinung kann am bequemsten auf folgende Weise beobachtet werden.

Legt man auf das Tischchen des Polarisationsapparates eine Quarzplatte, welche senkrecht zur Axe geschnitten ist, so erscheint ihr Bild in dem schwarzen Spiegel lebhaft gefärbt, und zwar ändert sich die Farbe, wenn der obere Spiegel gedreht wird. In keiner Stellung des Zerlegungsspiegels erscheint die Krystallplatte ganz farblos hell oder dunkel.

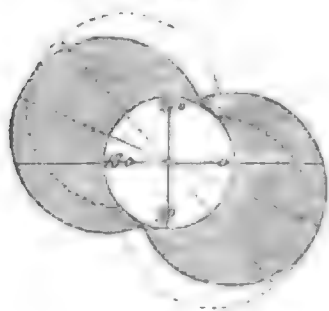
Die Farbenveränderungen, welche man beobachtet, wenn der obere Spiegel gedreht wird, folgen in einer bestimmten Ordnung auf einander, nämlich in derjenigen der prismatischen Farben. Man hat Bergkrystallplatten, bei welchen man den Zerlegungsspiegel nach der rechten Seite hin, also in der Richtung von 0 nach 90° hin drehen muß, damit Roth in Gelb, Gelb in Grün, Grün in Blau und Blau in Violett übergeht; bei anderen Bergkrystallen aber muß man den Zerlegungsspiegel in der entgegengesetzten Richtung drehen, damit die Farben in derselben Ordnung auf einander folgen. Man unterscheidet deshalb rechts und links drehende Bergkrystallplatten.

Um den Zusammenhang dieser brillanten Farbenercheinungen zu übersehen, müssen wir statt des weißen Lichts einfarbiges anwenden. Am einfachsten erreicht man diesen Zweck, wenn man durch ein gefärbtes Glas von möglichst homogener Farbe nach dem Zerlegungsspiegel sieht. Die Erscheinung, welche man alsdann beobachtet, ist wieder ganz so einfach, wie vor dem Einlegen der Krystallplatte. Nehmen wir an, man hätte durch eine rothe Glasplatte gesehen, so wird man wieder für zwei einander diametral gegenüberliegende Punkte des Theilkreises das Gesichtsfeld ganz dunkel sehen, an zwei anderen um 90° von diesen entfernten Punkten aber ein Maximum von rothem Licht. Die Punkte dieser Maxima und Minima sind aber nicht mehr 0° , 90° , 180° und 270° , sondern andere, deren Lage von der Dicke der angewandten Platte abhängt.

Die eingelegte Platte sey rechts drehend und 1 Millimeter dick, so findet man das Maximum des rothen Lichts bei 19° und 199° ; das Gesichtsfeld erscheint aber dunkel bei 109° und 289° . Fig. 929 stellt die Veränderun-

gen der Lichtintensität graphisch dar, welche man beobachtet, wenn der Zer-

Fig. 929.



legungs Spiegel ringsherum gedreht wird. Diese Figur unterscheidet sich von Fig. 900 nur dadurch, daß die ganze Intensitätskurve um 19° nach der rechten Seite hin gedreht ist. Durch die eingelegte Krystallplatte ist also die Polarisationsebene der von unten kommenden Strahlen um 19° nach der Rechten gedreht worden.

Für alle anderen Farben der Spectrums ist die Drehung der Polarisationsebene nach der rechten Seite hin durch dieselbe 1 Mm. dicke Quarzplatte noch größer. Hätte man z. B. das vom schwarzen Spiegel reflectirte Licht durch ein grünes Glas untersucht, so würde man die Maxima der Intensität bei 28° und bei 208° , die Minima aber bei 118° und 298° gefunden haben. Die Maxima und Minima der violetten Strahlen sind noch um 13° weiter nach der Rechten gedreht als die grünen. In Fig. 929 stellt die punktirte Linie die Intensitätskurve für das violette Licht dar.

Die folgende Tabelle giebt nach Biot's Messungen genau den Drehungsbogen der verschiedenen einfachen Strahlen für eine senkrecht auf die Ase geschnittene, 1 Millimeter dicke Bergkrystallplatte.

Benennung des einfachen Strahls.	Drehungsbogen in Serage- ßimalgraden.
Äußerstes Roth	$17,5^\circ$
Gränze des Roth u. des Orange	$20,5$
— Orange u. Gelb	$22,3$
— Gelb u. Grün	$25,7$
— Grün u. Blau	$30,0$
— Blau u. Indigo	$34,6$
— Indigo u. Violet	$37,7$
— äußerstes Violet	$44,1$.

Daraus ergeben sich die Drehungsbogen für die mittleren Strahlen jeder Farbe, wie folgt:

Roth	19°	Blau	32°
Orange	21°	Indigo	36°
Gelb	23°	Violet	41°
Grün	28° .		

Die hier angegebenen Zahlen beziehen sich nur auf eine Quarzplatte von der angegebenen Dicke. Die Drehung aber wächst in demselben Verhältniß wie die Dicke der Platte. Für eine 2 Mm. dicke

Quarzplatte beträgt also die Drehung für rothe Strahlen 38° , für violette 82° .

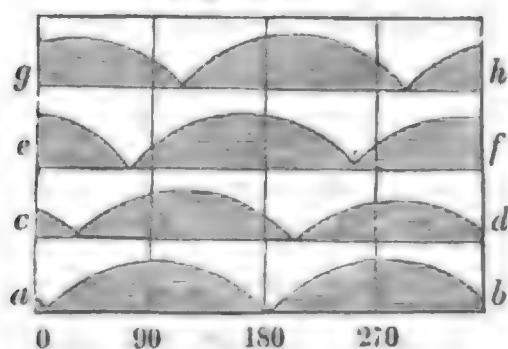
Wenn man nun aber das Bild der Quarzplatte im Zerlegungsspiegel ohne Anwendung eines farbigen Glases betrachtet, so begreift man nach dem Vorhergehenden sehr wohl, daß es in allen Lagen des obern Spiegels gefärbt erscheinen muß, und zwar sind die nun beobachteten Farben nicht mehr reine prismatische, sondern Mischfarben, deren Nuance davon abhängt, welche der prismatischen Farben für irgend eine Stellung des Zerlegungsspiegels mit größerer oder geringerer Intensität erscheinen. Ganz dunkel kann das Gesichtsfeld nicht mehr werden, denn wenn auch eine Farbe im Minimum ihrer Intensität ist, so sind es doch die anderen nicht. Eben so wenig erscheint die Platte an irgend einer Stelle ganz farblos und hell.

Die angegebenen Data reichen vollkommen hin, um die Farbenerscheinungen schon im Voraus zu bestimmen, welche man an einer Quarzplatte von gegebener Dicke beobachten wird. Wir wollen eine solche Bestimmung beispielsweise für eine 5 Mm. dicke Platte ausführen. Der Drehungsbogen für die einzelnen farbigen Strahlen ist leicht zu berechnen, die oben angegebenen Zahlen sind nur mit 5 zu multipliciren, und so ergeben sich die folgenden Werthe der Drehungsbogen:

Roth . . .	95	Blau . . .	160
Gelb . . .	115	Violet . .	205

Die Intensitätskurven der einzelnen Farben lassen sich auf dieselbe Weise construiren wie in Fig. 929. Der leichtern Uebersicht wegen wollen wir uns aber die Kreisperipherie in eine gerade Linie entwickelt denken. In Fig. 930 stellt die gerade Linie $a b$ die entwickelte Peripherie dar, und die

Fig. 930.



Länge der auf jedem Punkte von $a b$ zu errichtenden Perpendikel bis zur krummen Linie stellt die Intensität des rothen Lichts dar, wie man sie am obern Spiegel beobachtet, wenn eine 5 Mm. dicke Quarzplatte eingelegt ist. Diese Intensität ist ein Maximum bei 95° und 275° , sie ist Null bei 5° und 185° .

Auf der geraden Linie $c d$, welche ebenfalls die entwickelte Peripherie darstellt, ist die Intensitätskurve für die gelben Strahlen construirt, welche der für die rothen ganz gleich ist, mit dem einzigen Unterschiede jedoch, daß die Lage der Maxima und Minima verschoben ist. Eben so ist auf der Linie $e f$ die Intensitätskurve für blaue, auf $g h$ für violette Strahlen construirt, und zwar ist die Lage der Maxima und Minima durch die so eben

berechnete Größe der Drehungsbogen bestimmt. So ist z. B. für Violet ein Maximum bei 205° , das andere bei 25° .

Betrachtet man diese vier Intensitätskurven zusammen, so kann man sich daraus ein Urtheil über die zu beobachtenden Farbenercheinungen bilden. Bei 0° , wenn also der obere Spiegel mit dem untern parallel ist, sind Blau und Violet vorherrschend, Roth und Gelb sehr schwach. Wenn man nach der Rechten dreht, so nimmt der Einfluß, den Roth, Gelb, Grün und Blau ausüben, ab, während Violet noch zunimmt. Bald, bei 5° , erreicht Roth sein Minimum. Bei 25° ist Violet im Maximum, alle anderen Farben ziemlich weit von ihrem Maximum entfernt; bei 25° ist also eine sehr entschieden violette Färbung zu beobachten. Bei weiterer Drehung nimmt der Einfluß von Roth, aber auch der von Gelb, stark zu, die violette Färbung wird also in eine rothe übergehen; bei 95° ist Roth am stärksten vorherrschend, aber doch schon bedeutend mit Gelb untermischt. Bei fernerm Drehen nimmt das Gelb noch mehr zu; nach dem Gelb wird Grün und bei 160° Blau vorherrschend. Von 180° an wiederholt sich dieselbe Reihe von Erscheinungen.

Die Farbenercheinungen, welche die Kreispolarisation hervorbringt, haben also darin ihren Grund, daß der Zerlegungsspiegel, in welcher Stellung er sich auch befinden mag, nicht alle prismatischen Farben in gleichem Verhältniß reflectirt, daß also, wenn eine Farbe auch vollständig reflectirt wird, andere weniger vollständig oder gar nicht reflectirt werden. Nicht für alle Dicken der Bergkry stallplatten ist aber die Erscheinung der Farben gleich brillant; bei ganz dünnen und bei ganz dicken Platten sind kaum Spuren von Färbung wahrzunehmen. Die Ursache davon läßt sich leicht übersehen.

Man nehme eine Quarzplatte von $\frac{1}{4}$ Mm. Dicke, so beträgt der Drehungsbogen für rothe Strahlen ungefähr 5° , für violette Strahlen 10° . Die Drehungsbogen für alle anderen farbigen Strahlen fallen also zwischen 5 und 10° , die Maxima aller Strahlen liegen also sehr nahe beisammen, und wenn die rothen Strahlen im Maximum ihrer Intensität sind, sind alle anderen ihrem Maximum so nahe, daß das Roth nicht merklich vorherrschen kann, die Platte wird also fast ganz weiß erscheinen. Eben so liegen alle Minima sehr nahe zusammen, nämlich zwischen 95 und 100° , hier also wird das Gesichtsfeld fast dunkel seyn. Es ist klar, daß, je dünner die Platte wird, die Erscheinung sich immer mehr derjenigen nähert, welche man ohne die zwischengelegte Platte beobachtet.

Auch sehr dicke Platten erscheinen, wie schon bemerkt wurde, farblos, jedoch ist die an ihnen beobachtete Erscheinung wesentlich von derjenigen sehr dünner Platten verschieden. Wie wir eben gesehen haben, erscheint eine ganz dünne Platte im Zerlegungsspiegel fast ganz hell und farblos, wenn

er bei 0° steht; wenn der Spiegel gedreht wird, nimmt die Helligkeit ab und erreicht etwa über 90° hinaus ihr Minimum; bei sehr dicken Platten beobachtet man aber durchaus keine Veränderung in der Intensität des Lichts, wenn der obere Spiegel gedreht wird; in allen Stellungen dieses Spiegels erscheint die Platte stets gleich hell, allein immer weniger hell als eine ganz dünne Platte, wenn der Spiegel bei 0 oder 180° steht.

Auch dies läßt sich leicht erklären. Mit zunehmender Dicke der Platte wächst der Drehungsbogen für jede Farbe, mithin auch die Differenz zwischen dem Drehungsbogen je zweier Farben. Nach der oben angeführten Tabelle ist für eine Quarzplatte von 1 Mm. Dicke die Differenz zwischen dem Drehungsbogen der äußersten violetten und der äußersten rothen Strahlen $44,1 - 17,5 = 26,6^\circ$. Für eine 2mal, 3mal so dicke Platte ist auch die Differenz zwischen dem Drehungsbogen der äußersten rothen und violetten Strahlen 2mal, 3mal so groß. Mit zunehmender Dicke kann aber auch diese Differenz bis auf 180° wachsen (es ist dies der Fall, wenn die Quarzplatte 6,76 Mm. dick ist, denn $6,76 \times 26,6 = 180$); wenn aber der Drehungsbogen zweier Farben um 180° verschieden ist, so fallen die Maxima und Minima beider Farben vollkommen zusammen; bei einer Quarzplatte, welche 6,76 Mm. dick ist, nimmt der Einfluß, welchen die rothen und die violetten Strahlen auf die Färbung ausüben, in gleichem Maße ab und zu, wenn man den obern Spiegel dreht. Der Drehungsbogen der Strahlen, welche ungefähr an der Gränze zwischen Blau und Grün liegen, ist das Mittel zwischen dem Drehungsbogen der rothen und der violetten Strahlen; in einer Platte von 6,76 Mm. Dicke also erscheinen die blaugrünen Strahlen im Maximum, wenn die rothen und die violetten im Minimum sind, und umgekehrt. Für eine Quarzplatte, deren Dicke $2 \times 6,76$, also 13,52 Mm. beträgt, ist die Differenz der Drehungsbogen der rothen und blaugrünen Strahlen 180° , eben so groß ist aber auch die Differenz der Drehungsbogen der blaugrünen und violetten Strahlen. An einer solchen Platte erscheint also Roth, Blaugrün und Violet gleichzeitig im Maximum, keine dieser drei Farben kann also entschieden vorherrschen. Bei einer Quarzplatte von 27 Mm. Dicke ist die Differenz der Drehungsbogen der äußersten rothen und mittleren gelben Strahlen 180° . Eben so groß ist für diese Platte die Differenz der gelben und blaugrünen Strahlen, der blaugrünen und indigofarbigen, der indigofarbigen und violetten. Roth, Gelb, Blaugrün, Indigo und Violet wirken also bei dieser Platte ganz gleichmäßig zur Färbung mit. Wenn diese Farben im Maximum sind, so geben sie zusammen eine Farbe, die nur wenig von Weiß unterschieden ist; sind sie aber im Minimum, so herrschen Orange, Grün, Blau und die Strahlen zwischen Indigo und Violet vor, und auch diese geben zusammen fast Weiß; schon bei dieser Platte kann man also kaum eine Veränderung im Teint

der Platte wahrnehmen, wenn man den obern Spiegel dreht, und begreiflicherweise nähert sich die Farbe der Platte noch mehr dem reinen farblosen Weiß, wenn die Dicke noch mehr zunimmt.

Die Erscheinungen, welche man an einer linksdrehenden Quarzplatte beobachtet, unterscheiden sich von denen einer gleich dicken rechtsdrehenden Quarzplatte dadurch, daß man von 0° nach der linken Seite hin, also von 0° über 270° nach 180° den Zerlegungsspiegel drehen muß, um die Farbenerscheinungen in derselben Ordnung zu sehen, als ob man bei der rechtsdrehenden von 0° über 90° nach 180° hin gedreht hätte.

Die eben beschriebenen Erscheinungen der Kreispolarisation, wie man sie im Bergkry stall beobachtet, können nun auch durch eine Combination von Glimmerblättchen und Gypsblättchen, oder noch vollkommener durch eine Combination von einem Gypsblättchen mit zwei Fresnel'schen Parallelopiped en, die sogleich näher beschrieben werden sollen, nachgeahmt werden, und dadurch erhalten wir einen Schlüssel zur Erklärung dieser Phänomene.

Ein Glimmerblättchen bringt, auf das mittlere Tischchen des Polarisationsapparates gelegt, dieselben Erscheinungen hervor wie ein Gypsblättchen; es ist aber viel leichter, Glimmerblättchen dünn genug zu spalten, um im polarisirten Lichte die Farben der ersten Ordnung zu zeigen.

Wenn ein Glimmerblättchen gerade so dick ist, daß für gelbes Licht der eine Strahl dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorausseilt, so wird dasselbe auch sehr nahe noch für alle anderen Farben der Fall seyn; ein solches Blättchen also, welches 4mal dünner seyn muß als ein solches, welches zwischen den gekreuzten Spiegeln das Dunkel-Purpur der zweiten Ordnung zeigt, wird unter denselben Umständen graulich weiß erscheinen, weil alle Farben fast gleich viel zu seiner Färbung beitragen. Wenn man nun ein solches Glimmerblättchen so zwischen die gekreuzten Spiegel des Apparates gelegt hat, daß die Schwingungsebenen der beiden Strahlen im Blättchen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen der beiden Spiegel machen, daß also das Blättchen so hell als möglich erscheint, so kann man den obern Spiegel des Apparates drehen wie man will, ohne daß sich die Helligkeit des Blättchens merklich ändert; nur seine Färbung, welche zwischen den gekreuzten Spiegeln kaum merklich ins Blaue spielt, wird zwischen den parallelen Spiegeln eine ganz schwach gelbliche Färbung zeigen.

Durch das Zusammenwirken der beiden aus dem Glimmerblättchen austretenden Strahlen, welche rechtwinklig zu einander polarisirt sind, und von denen der eine dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorausgeeilt ist, entsteht also ein Strahl, welcher sich wie ein gewöhnlicher Lichtstrahl zu verhalten scheint, indem er von dem obern Spiegel in allen Lagen gleich gut reflectirt wird; dieser Strahl besitzt jedoch Eigenschaften, die ihn wesentlich von einem





erfordert wird, so hat man eine richtige Vorstellung von der Bewegung und der gegenseitigen Lage der Aethertheilchen eines kreisförmig polarisirten Strahls.

Streng genommen, kann ein Glimmerblättchen nur für Strahlen einer bestimmten Farbe vollkommen kreisförmig polarisirtes Licht liefern; denn wenn das Blättchen gerade so dick ist, daß für gelbes Licht der eine Strahl dem andern um $\frac{1}{4}$ Wellenlänge vorausseilt, so ist dies für rothes, blaues u. s. w. Licht nicht auch ganz genau der Fall; doch bringt diese Abweichung für die meisten Versuche keinen merklichen Nachtheil hervor. Ganz vollständig circular polarisirtes weißes Licht liefert dagegen das Fresnel'sche Parallelopiped, welches übrigens wegen seiner bedeutenden Dicke nicht immer so bequem zu gebrauchen ist wie ein Glimmerblättchen.

Fig. 933 stellt den Durchschnitt eines Parallelopipeps von Glas vor,

Fig. 9 33.



dessen spitzer Winkel 54° , dessen stumpfer also 126° ist.

Ein Lichtstrahl, welcher rechtwinklig zu der Fläche $c b$ eintritt, erleidet bei p und s eine totale innere Reflexion und tritt dann rechtwinklig zur Fläche $a d$ aus.

Wenn nun der einfallende Strahl linear polarisirt ist, und wenn ferner die Ebene der zweifachen inneren Re-

flexion einen Winkel von 45° mit der Polarisationsebene macht, so ist der austretende Strahl in Folge der zweimaligen inneren Spiegelungen vollständig circular polarisirt.

Bringt man nun ein Glimmerblättchen so in den Polarisationsapparat, daß es circular polarisirtes Licht liefert, legt man alsdann ein Gypsblättchen, welches für sich allein im Polarisationsapparat schon farbig erscheint, so auf das Glimmerblättchen, daß die eine der Schwingungsebenen im Gypsblättchen mit der Polarisationsebene der vom untern Spiegel kommenden Strahlen zusammenfällt, daß also die Schwingungsebenen im Gypsblättchen einen Winkel von 45° mit den Schwingungsebenen im Glimmerblättchen machen, so wird man natürlicher Weise bei gekreuzten Spiegeln gar keine Färbung des Gypsblättchens wahrnehmen; sobald man aber ein zweites Glimmerblättchen von derselben Dicke wie das untere so auf das Gypsblättchen legt, daß die Schwingungsebenen des obern Glimmerblättchens mit denen des untern zusammenfallen, so erscheint sogleich das Gypsblättchen gefärbt, und diese Färbung ändert sich, wenn man den obern Spiegel des Apparates dreht, ganz in derselben Weise, als ob man eine senkrecht zur Axe geschnittene Quarzplatte im Apparat hätte. Da wir nun im Stande sind, die Erscheinungen in der Combination von Gyps- und Glimmerblättchen vollständig zu analysiren, so haben wir zugleich eine Erklärung der im Bergkrystalle beobachteten Erscheinungen.

Es sey $a b$, Fig. 934, die Schwingungsebene des vom untern Polarisa-





Da nun für die stärker brechbaren Strahlen des Spectrums bei gleicher Dicke einer Krystallplatte der Gangunterschied der beiden Strahlen bedeutender ist als für die weniger brechbaren, so wird man in unserm Falle den Zerlegungsspiegel des Apparates von der Rechten zur Linken drehen müssen, um zu machen, daß die rothe Färbung durch Gelb und Grün in Blau übergeht; wäre dagegen der rechts rotirende Strahl dem andern vorausgeeilt, so würde die Polarisationsebene der stärker brechbaren Strahlen mehr nach der Rechten hin gedreht worden seyn, man müßte also den Zerlegungsspiegel von der Linken zur Rechten drehen, um zu machen, daß die Färbung von Roth in Gelb, Grün, Blau übergeht.

Man braucht nur, während alles Uebrige ungedändert bleibt, das obere Glimmerblättchen um 90° zu drehen, um die Combination von Blättchen, welche die Erscheinungen eines links drehenden Krystalls hervorbringt, in eine solche zu verwandeln, welche eben so wirkt wie ein rechts drehender Krystall.

Dieselben Versuche lassen sich auch machen, wenn man die beiden Glimmerblättchen durch Fresnel'sche Parallelopipede ersetzt.

Die Erscheinungen, welche man im Polarisationsapparat an Quarzplatten beobachtet, welche senkrecht zur Aze geschliffen sind, lassen sich demnach durch die Annahme erklären, daß sich in diesem Mineral in der Richtung der Krystallographischen Aze zwei circular polarisirte Strahlen von entgegengesetzter Rotationsrichtung fortpflanzen, durch deren Interferenz jene Erscheinungen hervorgebracht werden; der Krystall ist rechts oder links drehend, je nachdem der rechts oder der links rotirende Strahl den Krystall mit größerer Geschwindigkeit durchläuft.

Doppelte Brechung des Bergkrystalls in der Richtung seiner Aze. Um die Richtigkeit dieser Erklärung zu beweisen, muß man zeigen, daß sich in der Richtung der Krystallographischen Aze des Bergkrystalls wirklich zwei Strahlen mit verschiedener Geschwindigkeit fortpflanzen, und daß diese Strahlen circular polarisirt sind. Fresnel hat dies in der That durch folgenden sinnreichen Apparat nachgewiesen. Der Cylinder *a b c d*, Fig. 938, ist aus drei Prismen von Bergkrystall zusammengesetzt, welche sehr

Fig. 938.



sorgfältig geschliffen und zusammengefügt seyn müssen. Der brechende Winkel des mittleren Prismas beträgt 152° ; die beiden brechenden Flächen *a s* und *b s* müssen gegen die Aze des Krystalls gleiche Neigung haben; die beiden Gränzflächen der

äußeren Prismen nämlich *a d* und *c b* stehen rechtwinklig auf der Aze dieser Quarzstücke, so daß in allen drei Prismen die Aze dieselbe Richtung hat. Nehmen wir an, das mittlere Prisma sey aus einem rechtsdrehenden

Krystall gemacht, so müssen die beiden Endprismen aus links drehenden Krystallen gemacht seyn, und umgekehrt. Läßt man nun auf dieses System von der einen Seite her einen polarisirten Strahl einfallen, so theilt er sich in zwei, welche in verschiedenen Richtungen austreten. Der Bergkrystall übt also in der Richtung seiner Ase eine doppelte Brechung aus, und diese doppelte Brechung ist ganz anderer Art als die, welche man an anderen Krystallen und im Quarz nach anderen Richtungen beobachtet, denn die beiden austretenden Strahlen zeigen keine Spur von Polarisation, wenn man sie mit einer Turmalinplatte oder mit einem doppeltbrechenden Prisma analysirt.

Diese merkwürdige Erscheinung beweist direct, daß sich in der Richtung der optischen Ase des Bergkrystalls zwei circular polarisirte Strahlen von entgegengesetzter Rotationsrichtung mit ungleicher Geschwindigkeit fortpflanzen, und daß derjenige, welcher in rechts drehenden Krystallen der schnellere ist, sich in links drehenden langsamer fortpflanzt. Der polarisirte Strahl, welcher an der Fläche *a d* eintritt, wird in zwei circular polarisirte Strahlen von entgegengesetzter Drehungsrichtung verwandelt; sie werden beim Eintritt in das mittlere Prisma nach verschiedenen Richtungen gebrochen, weil sie das erste mit verschiedener Geschwindigkeit durchlaufen haben; die Divergenz wird aber noch durch den Umstand vergrößert, daß derselbe Strahl, welcher im ersten Prisma der schnellere war, im zweiten der langsamere ist, und umgekehrt. Die Strahlen, welche nun schon das mittlere Prisma nach verschiedener Richtung durchlaufen haben, treten im letzten Prisma begreiflicher Weise noch mehr aus einander, und so ist es denn mit Hülfe dieser Vorrichtung möglich, die doppelte Brechung in der Richtung der optischen Ase des Bergkrystalls sichtbar zu machen, welche zu gering ist, als daß sie unmittelbar eine Trennung der Bilder hervorbringen könnte.

449 **Farbenringe senkrecht zur Ase geschnittener Quarzplatten.**

Bei den bisher beschriebenen Farbenercheinungen senkrecht zur Ase geschliffener Quarzplatten kamen nur solche Strahlen in Betracht, welche die Platte genau in der Richtung der optischen Ase durchlaufen hatten; wenn man aber eine solche Platte in der Turmalinzange dicht vor das Auge bringt, so daß auch solche Strahlen in dasselbe gelangen, welche die Platte in schräger Richtung durchlaufen haben, so sieht man das schöne Ringsystem Fig. 939 Taf. III., wenn die Turmaline gekreuzt sind. Dieses Ringsystem ist demjenigen anderer einaxigen Krystalle ganz ähnlich, nur ist das schwarze Kreuz in der Mitte der Figur ganz verschwunden, und nur weiter von dem Mittelpunkte entfernt sind noch schwache Spuren desselben wahrzunehmen; in der Mitte der Figur erscheint dagegen ein farbiger kreisförmiger Fleck, dessen Färbung von der Dicke der Platte abhängt; es ist dies die Farbe, welche die Quarzplatte zwischen den gekreuzten Spiegeln des Pola-

risationsapparates zeigt, denn dort sieht man ja nur den centralen Theil der Figur.

Legt man zwei senkrecht zur Aze geschnittene Quarzplatten von vollkommen gleicher Dicke auf einander, von denen die eine rechts, die andere links drehend ist, so zeigen diese zusammen zwischen den gekreuzten Turmalinen das ganz eigenthümliche Ringsystem Fig. 6 Tab. 11., welches eine Combination von kreisrunden Ringen mit 4 von der Mitte ausgehenden Spiralen ist.

Diese Erscheinung läßt sich auch mit einer einzigen Quarzplatte schon hervorbringen, wenn man sie auf den horizontalen Spiegel *c* des Rörmberg'schen Polarisationsapparates legt und darüber, ungefähr in der Entfernung ihrer Brennweite, eine Sammellinse befestigt. Die Lichtstrahlen durchlaufen hier den Krystall zweimal, einmal nämlich, ehe sie auf den Spiegel *c* treffen, und dann, nachdem sie von demselben reflectirt worden sind; wenn die Strahlen nach ihrem ersten Durchgang durch die Platte von dem Spiegel *c* reflectirt worden sind, so verhalten sie sich gerade ebenso, als hätten sie eine Platte von entgegengesetzter Drehungsrichtung durchlaufen.

Circularpolarisation in Flüssigkeiten und Gasen. Der Berg-450
krystall ist der einzige feste Körper, an welchem man die in No. 447 beschriebenen Erscheinungen der Circularpolarisation beobachtet; Biot hat aber diese Eigenschaft bei mehreren Flüssigkeiten entdeckt, und indem er sie näher studirte, ist er zu Resultaten gelangt, welche die Aufmerksamkeit der Physiker und Chemiker sehr verdienen.

Solche Flüssigkeiten, welche die Polarisationsebene von der Rechten zur Linken drehen, sind: Terpentinöl, Kirschchlorbeerwasser, Lösungen von arabischem Gummi und Inulin.

Rechts drehende Flüssigkeiten sind: Citronenöl, Zuckersyrup, Auflösungen von Kampher in Alkohol, Dextrin und Auflösungen von Weinstein säure.

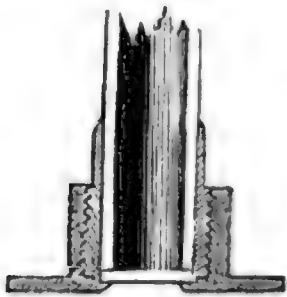
Das Rotationsvermögen solcher Flüssigkeiten ist weit schwächer als das des Bergkrystalls, d. h. eine Quarzplatte von geringer Dicke bringt dieselben Erscheinungen hervor wie eine flüssige Säule von ziemlich bedeutender Höhe; eine Quarzplatte zeigt z. B. dieselben Farben wie eine 68mal höhere Säule von Terpentinöl; da aber dünne Quarzplatten nur wenig brillante Farben zeigen, so ist klar, daß schon eine Terpentinölsäule von ziemlich bedeutender Höhe erforderlich ist, um die Farbenerscheinungen recht deutlich beobachten zu können. Das Rotationsvermögen des Citronenöls ist stärker als das des Terpentinöls, denn eine Säule von Citronenöl zeigt dieselben Farben wie eine doppelt so hohe Säule von Terpentinöl.

Um die Natur der Circularpolarisation einer Flüssigkeit vollständig zu

bestimmen, ist auszumitteln, ob sie rechts oder links drehend ist und wie viel Grad der Drehungsbogen beträgt, um welchen bei einer gegebenen Höhe der flüssigen Säule die Polarisationssebene irgend eines einfachen Strahls, etwa des rothen, gedreht wird.

Zur Beobachtung der Kreispolarisation in Flüssigkeiten kann man ebenfalls den *Nörremberg'schen* Polarisationsapparat anwenden. Die Flüssigkeiten werden zu diesem Zwecke in eine oben offene, unten durch eine ebene Glastafel verschlossene Glasröhre gegossen und diese dann auf das mittlere Tischchen des Apparates gestellt. Der untere Theil dieser Röhre mit ihrer Fassung und der sie verschließenden Glasplatte ist Fig. 940 ungefähr in $\frac{1}{2}$

Fig. 940.



der natürlichen Größe im Durchschnitt dargestellt; die Röhre muß so lang wie möglich seyn, also so, daß sie, auf dem mittleren Tischchen stehend, durch den obern Ring des Apparates hindurchgeht und den Zerlegungsspiegel fast berührt; es ist gut, wenn die Röhre graduirt ist, so daß man stets unmittelbar die Höhe der flüssigen Säule ablesen kann. Damit die Farbenerscheinung möglichst lebhaft wird, muß der

Zutritt von fremdem Lichte abgehalten werden, was am leichtesten dadurch geschieht, daß man die Glasröhre mit einem hohlen Cylinder von schwarzem Tuch umgiebt und auch den Fuß der Röhre mit schwarzem Tuch belegt.

Man hat auch besondere Apparate zur Beobachtung der Kreispolarisation in Flüssigkeiten construirt, die im Wesentlichen aus horizontal stehenden Röhren bestehen, die an beiden Enden mit Glasplatten verschlossen sind und welche dazu dienen, die Flüssigkeit aufzunehmen; ferner ist an jedem Ende ein *Nicol'sches* Prisma angebracht, von denen das eine den Polarisationspiegel, das andere den Zerlegungsspiegel ersetzt. Die Röhre ist ungefähr 10 Zoll lang.

Die Circularpolarisation der Flüssigkeiten hat jetzt auch eine technische Bedeutung gewonnen, indem sie angewandt wird, um den Zuckergehalt des Syrops zu ermitteln; es ist klar, daß das Rotationsvermögen einer Zuckerlösung um so mehr zunimmt, je concentrirter die Lösung ist.

Auch im Dampfe des Terpentinöls hat *Biot* die Eigenschaft der Kreispolarisation nachgewiesen; um hier diese Erscheinungen wahrnehmen zu können, muß man natürlich ungleich längere Röhren anwenden.

451 Absorption des Lichts in farbigen doppeltbrechenden Krystallen.

Der Turmalin ist, wie bereits angeführt wurde, ein doppeltbrechender Krystall, und wenn eine parallel mit der Axe geschnittene Turmalinplatte polarisirtes Licht liefert, so beruht dies darauf, daß einer der beiden Strahlen, welche sich im Allgemeinen in doppeltbrechenden Krystallen rechtwinklig zur

optischen Ase fortpflanzen, absorbirt wird. In der That sieht man durch ein Prisma von Turmalin, dessen Kanten mit der optischen Ase parallel sind, zwei Bilder, wenn man nahe an der brechenden Kante hindurchsieht, wo der Krystall noch dünn ist; mit zunehmender Dicke wird aber der eine Strahl, und zwar der ordinäre, mehr und mehr absorbirt. Wenn Turmalinplatten das Licht noch nicht vollkommen polarisiren, so ist der Grund davon der, daß sie noch nicht dick genug sind, um den ordinären Strahl ganz zu absorbiren.

Auch bei anderen farbigen Krystallen bemerkt man ähnliche Erscheinungen. Babinet hat bemerkt, daß die negativen farbigen Krystalle die ordinären Strahlen vorzugsweise absorbiren, während in positiven Krystallen die extraordinären stärker absorbirt werden; so absorbirt z. B. ein hinlänglich dunkler Rauchquarz, ein positiver Krystall, die extraordinären Strahlen; die Vibrationen der Strahlen, welche eine parallel mit der Ase geschnittene Rauchquarzplatte durchläßt, sind rechtwinklig zu seiner optischen Ase.

Der Turmalin erscheint in der Richtung seiner optischen Ase anders gefärbt als rechtwinklig zu derselben; diese Erscheinung, welche offenbar mit der Absorption der polarisirten Strahlen zusammenhängt, wird auch an anderen Körpern beobachtet, namentlich am Dichroit, welcher von dieser Eigenschaft seinen Namen führt; in der Richtung seiner Ase erscheint er blau, rechtwinklig zu derselben dagegen braungelb.

Erscheinungen in geglühten oder gepreßten Gläsern. Wenn 452 man geglühte und schnell abgekühlte Glasplatten von beliebiger Form in den Polarisationsapparat, etwa auf das mittlere Tischchen oder den untern horizontalen Spiegel legt, so beobachtet man mannigfaltige, bald mehr, bald weniger regelmäßige, oft sehr schöne Farbenercheinungen; so zeigt z. B. eine geglühte quadratische Platte von dickem Spiegelglas oder ein geglühter Glaswürfel zwischen den gekreuzten Spiegeln des Apparates die Farbenercheinung Fig. 941 oder Fig. 942 Taf. III.; ein geglühter massiver Glaszylinder zeigt Ringe, Fig. 943 Taf. III. Die Erscheinungen in länglichen und dreieckigen Platten sind ungefähr so wie Fig. 944 und Fig. 945 Taf. III.

Man kann diese Farbenercheinungen auch mit Hülfe des schon besprochenen Apparates, Fig. 908, objectiv darstellen, wenn man die in Kork gefaßte geglühte Glasplatte vor der ersten Linse bei n einschiebt. Der Grund dieser Erscheinung ist offenbar in der besondern Anordnung der Theilchen, in dem gespannten Zustand zu suchen, welcher durch die rasche Abkühlung hervorgerufen wird. In der That braucht man nur solche Gläser wieder zu erhitzen und sie dann langsam abkühlen zu lassen, um zu machen, daß alle diese Farbenercheinungen verschwinden.

Wenn man eine Art Hülse, Fig. 946, bis zu 100° oder 150° erwärmt
Fig. 946.



und dann einen Glaszylinder hineinsteckt, so werden die äußeren Theilchen erwärmt, während die inneren noch kalt sind, es entsteht dadurch ein Spannungszustand, welcher sich ebenfalls durch Farbenerscheinungen im polarisirten Lichte kundgiebt, welche der in Fig. 943 auf Tab. III. ähnlich sind. Eine rasche Abkühlung bringt ähnliche Wirkungen hervor.

Fig. 947.

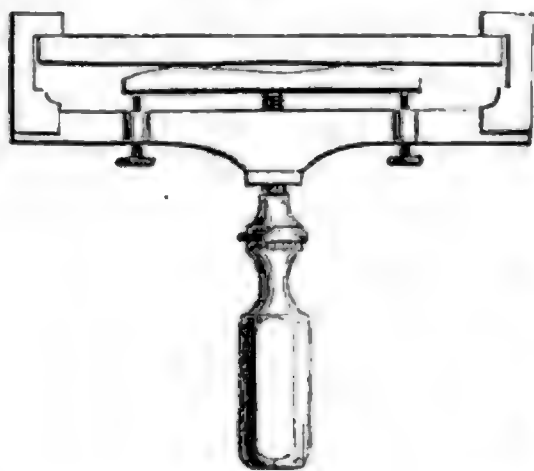


Fig. 949.



In Fig. 947 ist eine Presse dargestellt, welche dazu dient, Streifen von dickem Glase zu biegen; während dieses gespannten Zustandes zeigen sich nun an einem solchen Glasstücke im Polarisationsapparate farbige Streifen, wie man in Fig. 948 Taf. III. sieht.

Wenn man eine quadratische Platte von dickem Spiegelglase in der Presse Fig. 949 zusammendrückt, so zeigt die Platte im Polarisationsapparat in der Richtung der Compression eine Farbenerscheinung, welche mit dem mittleren Theile der Fig. 2 auf Tab. II. einige Aehnlichkeit hat und welche Fig. 950 Taf. III. dargestellt ist.

Zehntes Kapitel.

Chemische Wirkungen des Lichts.

- 453 **Einfluß des Lichts auf chemische Verbindungen und Zersetzungen.** Bei gewöhnlicher Temperatur verbinden sich im Dunkeln Chlorgas und Wasserstoffgas nicht mit einander; sobald man aber dem Licht den Zutritt gestattet, geht die Verbindung vor sich, und zwar langsam im Tageslicht, unter Explosion im Sonnenlicht. — Das in Wasser absorbirte Chlorgas entzieht nur unter Einwirkung des Lichts dem Wasser allmählig den Wasserstoff; Phosphor, welcher in Wasser aufbewahrt wird, verwandelt sich im Sonnenlichte in rothes Phosphororyd. — Concentrirte Salpe-

tersäure zerfällt sich am Licht schon bei gewöhnlicher Temperatur zum Theil in Sauerstoff und Untersalpetersäure; das weiße Chlorsilber wird durch das Licht erst violett gefärbt und endlich ganz schwarz, indem ein Theil seines Chlors entweicht u. s. w. Es sind hier nur einige der auffallendsten Beispiele angeführt, um den Einfluß des Lichts auf chemische Verbindungen und Zersetzungen nachzuweisen; es finden sich solcher Beispiele noch viele in allen chemischen Werken.

Sehr auffallend ist der Einfluß des Lichts auf die Zersetzung organischer Substanzen; es befördert nämlich die Vereinigung des Sauerstoffs der Atmosphäre mit dem Kohlenstoff und Wasserstoff der organischen Stoffe; daher kommt denn auch das Bleichen vegetabilischer Farbstoffe im Lichte, namentlich im Sonnenlichte; die gelbe Färbung des Terpentinöls, die grüne Färbung des gelben Guajaks, wenn eine weingeistige Lösung desselben, auf Papier gestrichen, dem Lichte ausgesetzt wird u. s. w.

Zum Gedeihen der lebenden Pflanzen ist das Licht durchaus nöthig, im Dunkeln ist eine kräftige Entwicklung derselben unmöglich; sie erhalten bald ein verkümmertes Ansehen, Blätter und Blüthen bleiben blaß. Pflanzen, die in Zimmern gezogen werden, wachsen bekanntlich immer nach den Fenstern hin.

Die grünen Theile der Pflanzen absorbiren Kohlensäure aus der Luft; diese Kohlensäure wird zerlegt, der Kohlenstoff bleibt als Bestandtheil der Pflanze zurück, während der Sauerstoff wieder in die Atmosphäre ausgehaucht wird. Diese Zersetzung der Kohlensäure und das Aushauchen von Sauerstoff in die Luft findet aber nur unter dem Einfluß des Lichts Statt. Man kann sich leicht davon überzeugen, wenn man einen frischen grünen Zweig unter eine mit kohlensäurehaltigem Wasser gefüllte Glasglocke bringt; im Lichte entwickeln sich zahlreiche Gasblasen an den Blättern, die in den obern Theil der Glasglocke aufsteigen; das hier gesammelte Gas ist Sauerstoffgas. Diese Gasentwicklung findet im Dunkeln nicht Statt, sie hört auf, sobald dem Wasser alle freie Kohlensäure entzogen worden ist.

Ungleichheit der chemischen Wirkungen verschiedenfarbiger 454 Strahlen. Nicht alle Strahlen des weißen Sonnen- und Tageslichts bringen gleich starke chemische Wirkungen hervor; unter einem rothen Glase verbinden sich Wasserstoffgas und Chlorgas nicht, unter einem blauen oder violetten Glase aber ebenso wie im weißen Lichte; Chlorsilber wird im blauen und violetten, aber fast gar nicht im rothen Lichte geschwärzt. Berard hat die chemische Wirkung der verschiedenen prismatischen Farben am vollständigsten untersucht. Er ließ die mittelst eines Heliostats in ein dunkles Zimmer geworfenen Sonnenstrahlen auf ein Prisma fallen und fing das durch dasselbe erzeugte Spectrum auf einem mit Chlorsilber überzogenen Papier auf; da das Spectrum unverrückt blieb, so konnte ein und dieselbe

des entsteht. Nach einiger Zeit, deren Dauer von mannigfachen Umständen abhängt, wird die Platte aus der camera obscura weggenommen. Man sieht jetzt noch keine Spur eines Bildes; dasselbe tritt aber alsbald hervor, wenn man sie über eine mit Quecksilber überzogene etwas erwärmte Metallplatte bringt. Sobald das Bild hinlänglich ausgeprägt ist, wird die Platte in eine Lösung von unterschwefligsaurem Natron, oder, in Ermangelung dessen, in eine siedend heiße Auflösung von Kochsalz gelegt, wodurch der gelbe Ueberzug von Jodsilber aufgelöst und so eine fernere Einwirkung des Lichts unmöglich gemacht wird.

An den Stellen der jodirten Platte, auf welche die hellen Parthieen des Bildes der camera obscura gefallen waren, hat das Licht nämlich schon eine Einwirkung hervorgebracht, bevor dieselbe dem Auge sichtbar wird; diejenigen Stellen der Platte nämlich, welche dem Lichte am meisten ausgesetzt waren, haben die Eigenschaft erhalten, Quecksilberdämpfe zu condensiren, hier schlägt sich also Quecksilber in unendlich feinen Perlen nieder, während da, wo das Licht nicht eingewirkt hat, kein solcher Niederschlag stattfindet. Nachdem nun an den letzteren Stellen das völlig unveränderte Silberjodid abgewaschen worden ist, hat man an den hellen Parthieen des Bildes den feinen Quecksilberstaub, da, wo das Licht nicht eingewirkt hat, den glänzenden Silberspiegel, und wenn man die Platte so hält, daß der Spiegel solche Strahlen in das Auge reflectirt, welche von dunklen Gegenständen kommen, so bildet dieser Silberspiegel den dunklen Grund, auf welchem die hellen Parthieen durch das von den Quecksilberkügelchen nach allen Seiten hin zerstreute Licht hervortreten.

Wenn man die Platte zu lange in der camera obscura läßt, so wird die Wirkung des Lichts auf der jodirten Platte ohne Weiteres sichtbar, indem das Jodsilber da geschwärzt wird, wo das Licht am kräftigsten wirkt; das auf diese Weise entstehende Bild ist ein negatives, d. h. den hellen Stellen des Gegenstandes entsprechen die dunklen Stellen des Bildes, und umgekehrt.

Wenn man die Platte so lange in der camera obscura gelassen hat, daß die Lichtwirkung auf derselben sichtbar ist, so ist der zur Erzeugung eines Daguerre'schen Bildes geeignete Moment schon vorüber.

Ein Daguerre'sches Bild kann nie ganz die richtigen Verhältnisse zwischen Licht und Schatten wiedergeben, weil die verschiedenen Farben so höchst ungleich auf die jodirte Platte wirken; grüne Strahlen bringen fast gar keine Wirkung hervor, weshalb denn auch in Daguerre'schen Bildern die Bäume fast immer ganz schwarz, gleichsam als Silhouetten, erscheinen; auch die rothen Strahlen wirken sehr wenig. Durch diesen Umstand verlieren die Daguerre'schen Portraits oft sehr an Aehnlichkeit.

Lalbot befolgt eine ganz andere Methode zur Darstellung seiner photo-

graphischen Bilder. Er bedient sich eines gegen das Licht empfindlichen Papiers, dessen Bereitungsweise wir hier nicht näher beschreiben können und welches er *Calotypes* Papier nennt. Auf diesem Papier wird in der *camera obscura* ein negatives Bild erzeugt und dasselbe durch Bromkalium fixirt.

Dieses negative Bild wird mit einem eben so präparirten Papiere zwischen zwei Glasplatten gelegt und dem Sonnenlichte ausgesetzt; die dunklen Stellen des Bildes halten das Licht von dem zweiten Papiere ab, während es durch die hellen Stellen hindurch wirkt, und so entsteht denn auf diesem zweiten Papiere ein positives Bild. Mit einem und demselben negativen Original kann man dann leicht eine Menge positiver Copieen machen.

456 **Das unsichtbare und das latente Licht.** Das Studium der Daguerrotypie hat Moser zu einer Reihe höchst interessanter Entdeckungen geführt, die wir hier noch kurz betrachten müssen.

Moser ist der Meinung, daß die Wirkung des Lichts auf eine jodirte Silberplatte gar keine chemische sey, daß das Silberjodid nur isomerisch verändert werde. Was diese Ansicht unterstützt, ist der Umstand, daß von einer jodirten Silberplatte in der That kein Jod weggeht, wenn sie der Einwirkung des Lichts ausgesetzt wird. Nach Moser's Ansicht bewirkt das Licht nur, daß an den Stellen, wo es vorzugsweise gewirkt hat, die Quecksilberdämpfe stärker condensirt werden. Dieselbe Wirkung bringt das Licht aber auch auf chemisch einfache Körper hervor. Wenn man auf eine polirte Silberplatte einen dunklen Schirm legt, in welchem allerlei Figuren ausgeschnitten sind, wenn man die Platte dann den Sonnenstrahlen aussetzt, so wird später auf der Platte die ausgeschnittene Figur sichtbar werden, wenn man sie behaucht oder den Quecksilberdämpfen aussetzt.

Wenn man auf eine Glastafel mit einem Holzstäbchen oder irgend einen andern Körper schreibt, so werden durch Behauchen die Charaktere deutlich hervortreten. Jeder polirte Körper, Metalle, Harz, Holz u. s. w., zeigt dasselbe wie die Glastafel.

Auf eine jodirte Silberplatte wurde eine gravirte Metallplatte, eine vertieft geschnittene Achatplatte und ein Hornring gelegt. Als nachher die jodirte Platte den Quecksilberdämpfen ausgesetzt wurde, zeigte sich ein deutliches Bild aller Figuren des Steins, der Buchstaben der Metallplatte und des Ringes.

Eine jodirte Silberplatte ist zu diesen Versuchen nicht nöthig; wenn man einen Stempel auf irgend einer Metallplatte einige Zeit stehen läßt, so zeigt sich nachher beim Behauchen der Platte, oder noch besser, wenn man sie den Quecksilberdämpfen aussetzt, ein Bild des Stempels. Die Dämpfe schlagen sich bald vorzugsweise an diejenigen Stellen nieder, an welchen eine Berührung stattfand, bald an den nicht berührten Stellen.

Die Berührung scheint also ähnliche Wirkungen hervorzubringen wie das Licht, sie bewirkt nämlich, daß an den berührten Stellen die Dämpfe anders condensirt werden als an den nicht berührten.

Eine unmittelbare Berührung ist nicht einmal nöthig; wenn der Stempel in ganz geringer Entfernung über die Platte gehalten wird, so tritt das Bild gleichfalls hervor, wenn man die Platte behaucht oder den Quecksilberdämpfen aussetzt.

Moser sucht dies durch die Annahme zu erklären, daß jeder Körper gewissermaßen selbstleuchtend ist, daß er also Strahlen aussendet, welche auf andere Körper ganz so wirken wie die Lichtstrahlen, obgleich sie die Retina nicht afficiren. Giebt man dieses Selbstleuchten der Körper zu, nimmt man ferner an, daß die schräg von der Oberfläche ausfahrenden Strahlen von viel geringerer Wirkung sind als die senkrechten, dann hat es keine Schwierigkeit, die Deutlichkeit der Bilder selbst in einiger Entfernung zu erklären.

Wenn man auf irgend einen polirten Körper einen Papierschirm legt, in welchem beliebige Figuren ausgeschnitten sind, wenn man dann die Platte behaucht und das Wasser verdunsten läßt, so wird, nachdem man den Schirm weggenommen hat, bei einem abermaligen Behauchen, die ausgeschnittene Figur wieder sichtbar werden. Die Condensirung von Wasserdämpfen an den nicht bedeckten Theilen der Platte hat also ähnliche Wirkungen hervorgebracht wie das Licht, sie bewirkt nämlich, daß bei einem abermaligen Behauchen die Wasserdämpfe anders condensirt werden als an den Stellen, welche vorher nicht behaucht worden waren.

Moser schließt daraus, daß in den Dämpfen Licht in derselben Weise gebunden ist wie die Wärme, und daß das gebundene Licht der Dämpfe frei wird, wenn sie sich auf der Platte verdichten, daher denn auch die Ähnlichkeit zwischen der Wirkung des Lichts und der Condensirung von Dämpfen.

Wenn aber die Dämpfe gebundenes Licht enthalten, welches bei ihrer Verdichtung frei wird, so muß auch bei der Verdampfung Licht gebunden werden. Moser sucht das Binden des Lichts auf folgende Weise darzuthun.

Wenn man mit einem Wassertropfen, welcher an einem Glasstabe hängt, über irgend eine polirte Platte hinfährt, ohne daß gerade Wasser auf der Platte hängen bleibt, so werden, wenn man nachher die Platte behaucht, die Züge sichtbar werden, in welchen der Tropfen über die Platte hingeführt wurde. Da fortwährend Wasser von dem Tropfen verdunstet, so wird fortwährend Licht gebunden, und daher kommt es, daß die Bahn des Tropfens nachher sichtbar wird.

Moser hat diese Ansichten, die wir hier nur andeuten können, noch viel weiter ausgeführt und entwickelt, wir müssen uns jedoch darauf beschränken, nur das Allerwesentlichste anzuführen.

Ohne weiter auf die Frage einzugehen: ob durch Moser's Versuche die Existenz des latenten Lichts und der unsichtbaren Strahlen hinlänglich begründet ist, wollen wir sehen, wie Waideler in Wien diese Erscheinungen mit überraschender Einfachheit ohne solche Hypothesen erklärt (Allg. Wiener polyt. Journal. Nov. 1842. — Pogg. Annal. LIX.).

Die festen Körper besitzen die Fähigkeit, Gase zu absorbiren und an ihrer Oberfläche zu verdichten; so ist ja das Glas fast immer mit einer verdichteten Luftschicht überzogen, welche die Verfertigung guter Barometer ungemein erschwert; die Absorptionsfähigkeit der Kohle, des Platins u. s. w. gehören zu den bekanntesten Thatsachen.

Verschiedene Körper besitzen ein sehr verschiedenes Absorptionsvermögen, ja ein und derselbe Körper kann nicht alle Gase mit gleicher Leichtigkeit verdichten; so absorbirt die Kohle vorzugsweise stark das Ammoniakgas, Platin hingegen das Sauerstoffgas.

Die Verdichtung der absorbirten Gase geschieht nur an der Oberfläche der festen Körper; je größer diese Oberfläche ist, desto mehr Gas kann er absorbiren; daher erklärt sich, daß die festen Körper im fein vertheilten Zustande ungleich mehr Gas absorbiren als wenn sie eine glatte Oberfläche haben.

Ein fester Körper, dessen Oberfläche noch ganz rein ist, d. h. an dessen Oberfläche noch keine Gase verdichtet sind, wird ein gewisses Quantum eines Gases um so schneller absorbiren, je dichter die ihn umgebende Atmosphäre ist.

Ein fester Körper, welcher irgend eine Gasart absorbirt hat, ist von einer verdichteten Gasschicht eingehüllt; das absorbirte Gas bildet um seine Oberfläche eine Atmosphäre wie die atmosphärische Luft um den Erdball.

Wenn ein Körper an seiner Oberfläche irgend ein Gas verdichtet hat, so wird dadurch natürlich sein Absorptionsvermögen für andere Gase und Dämpfe bedeutend vermindert.

Wenn man einen Körper ausglüht, so wird er dadurch von den bereits absorbirten Gasen befreit; eine Silberplatte, welche mit frisch ausgeglühtem Trippel gepuht wird, erhält dadurch den höchsten Grad der Reinheit.

Diese Grundsätze reichen hin, um alle Wirkungen zu erklären, welche Moser den „unsichtbaren Lichtstrahlen“ zuschreibt.

Wenn ein Stempel auf irgend eine Platte gesetzt wird, so werden sich im Allgemeinen die Oberflächen beider Körper nicht in einem gleichen Zustande der Reinheit befinden, an den Berührungsstellen geht also gewissermaßen ein Austausch der Atmosphären vor sich; die Platte wird an der Stelle, wo der Stempel lag, unter Umständen mehr oder weniger Gase verdichtet haben als an anderen Stellen, hier werden also auch Dämpfe stärker oder schwächer condensirt werden.

Diese Erklärungsweise begründet Waideler durch viele Versuche, von denen wir nur die wichtigsten anführen wollen.

Auf die eine Hälfte einer mit frisch geglühtem Trippel gepuhten Silberplatte wurde frisch ausgeglühtes Kohlenpulver gestreut, auf die andere Hälfte solches Kohlenpulver, über welches ein Strom von Kohlensäure geleitet worden war. Nach 1 bis 2 Minuten wurde alles Kohlenpulver mit reiner Baumwolle von der Platte abgekehrt. Wenn man sie nun behauchte, so condensirte sich der Wasserdampf auf der Hälfte, auf welcher das kohlen-säurehaltige Kohlenpulver gelegen hatte, mit bräunlicher, auf der andern Hälfte mit bläulicher Färbung. Den Quecksilberdämpfen ausgesetzt, condensirten sich dieselben nur auf der Hälfte der Platte, auf welcher das frisch ausgeglühte Kohlenpulver gelegen hatte.

Da, wo das frisch ausgeglühte Pulver gelegen hatte, ist die Oberfläche der Platte fast noch ganz rein, hier werden also die Wasserdämpfe sowohl als die Quecksilberdämpfe stärker verdichtet als da, wo die Platte durch die Berührung mit dem kohlen-säurehaltigen Kohlenpulver schon mit einer dichten Atmosphäre von Kohlensäure bedeckt ist.

Wenn man auf eine frisch präparirte, also ganz reine Platte einen Stahlstempel auflegt, der längere Zeit in Kohlenpulver gelegen hatte, welches mit Kohlensäure gesättigt war, so daß sich auf diesem Stahlstempel eine dichte Atmosphäre von Kohlensäure befindet, und den Stempel nach 10 Minuten wegnimmt, so erscheint sein Bild, wenn man die Platte den Quecksilberdämpfen aussetzt, die sich vorzugsweise da condensiren, wo Platte und Stempel nicht in unmittelbarer Berührung waren, denn hier konnte sich die Platte nicht so schnell mit einer Gasatmosphäre bedecken als da, wo sie mit der dichten Atmosphäre des Stempels in Berührung war.

Wenn dagegen die Platte mit einer Gasatmosphäre versehen ist, und man einen frisch gereinigten Stempel aufsetzt, so werden nach Wegnahme desselben die Quecksilberdämpfe umgekehrt da condensirt, wo der Stempel und die Platte in Berührung waren.

Wenn Platte und Stempel ganz rein sind, oder wenn Platte und Stempel in Kohlenpulver gelegen haben, welches mit Kohlensäure gesättigt war, so erhält man gar kein Bild des Stempels.

Wenn man auf eine jodirte Silberplatte irgend einen Gegenstand, etwa einen Stempel, legt, so kann man nachher sein Bild durch Quecksilberdämpfe, durch Wasser- und Joddämpfe sichtbar machen; hat man aber die jodirte Silberplatte die richtige Zeit in der camera obscura gelassen, so tritt das Bild nur durch Quecksilberdämpfe hervor. Daraus schließt Waidel, daß die Wirkungen des Lichts auf die jodirte Silberplatte doch ganz anderer Natur sind als die des Stempels; er nimmt an, daß durch das Licht allerdings eine chemische Zersetzung des Jodsilbers hervorgebracht, daß Silber in außerordentlich fein vertheiltem Zustande frei wird, während das Jod mit dem übrigen Silber eine höhere Verbindungsstufe eingeht. Das

freigewordene Silber absorbirt die Quecksilberdämpfe mit großer Begierde, und so entsteht das Daguerre'sche Bild. Läßt man die jobirte Platte, welche die richtige Zeit in der camera obscura war, längere Zeit an der Luft liegen oder bedeckt man sie mit irgend einem Körper, auf dessen Oberfläche sich eine stark verdichtete Gasatmosphäre befindet, so entsteht nachher das Bild nicht mehr, wenn die Platte den Quecksilberdämpfen ausgesetzt wird, weil jetzt das fein vertheilte Silber schon zu viel Gas absorbirt hat.

Die Erscheinung, durch welche Moser das Latentwerden des Lichts nachweisen will, erklärt Waidele ebenfalls ganz einfach. Wenn man einen Wassertropfen, welcher an einem Glasstäbchen hängt, über eine Platte hinführt, welche mit einer Gasatmosphäre bedeckt ist, so absorbirt er einen Theil des Gases, und folglich muß der Weg des Tropfens auf der Platte sichtbar werden, wenn man sie nachher anhaucht.

Den Versuch, aus welchem Moser das Freiwerden des Lichts ableitet, erklärt Waidele folgendermaßen. Wenn man auf eine nicht sehr sorgfältig gereinigte Platte ein Blatt Papier legt, aus welchem irgend eine Figur ausgeschnitten ist, wenn man dann die Platte behaucht, das Blatt wegnimmt und nachdem das Wasser wieder verdampfen läßt, so wird bei einem abermaligen Behauchen der Platte die ausgeschnittene Figur wieder sichtbar, indem hier der Wasserdampf mit anderer Farbe condensirt wird als auf den übrigen Stellen der Platte. An den Stellen nun, welche schon bei dem ersten Behauchen durch den Wasserdampf waren getroffen worden, hat nämlich das nachher verdampfende Wasser die Gasatmosphäre größtentheils mit fortgenommen, hier müssen also bei einem zweiten Behauchen die Wasserdämpfe stärker condensirt werden als da, wo die Platte ihre verdichtete Atmosphäre noch hat. Was diese Ansicht sehr unterstützt, ist der Umstand, daß das Bild der ausgeschnittenen Figur auf einer sehr sorgfältig gereinigten Platte nie recht deutlich wird, während es auf solchen Platten, welche man absichtlich mit einer Atmosphäre von Kohlensäure- oder Ammoniakgas versehen hat, am schönsten darstellt.

Auch Fizeau hat viele Untersuchungen über die Moser'schen Entdeckungen gemacht, die ihn zu einer Erklärung dieser merkwürdigen Erscheinungen führten, welche mit Waidele's Ansicht einige Ähnlichkeit hat; doch hat Fizeau seine Ideen nur angedeutet und nicht so vollständig entwickelt und begründet wie Waidele.

Siebentes Buch.

Von der Wärme.

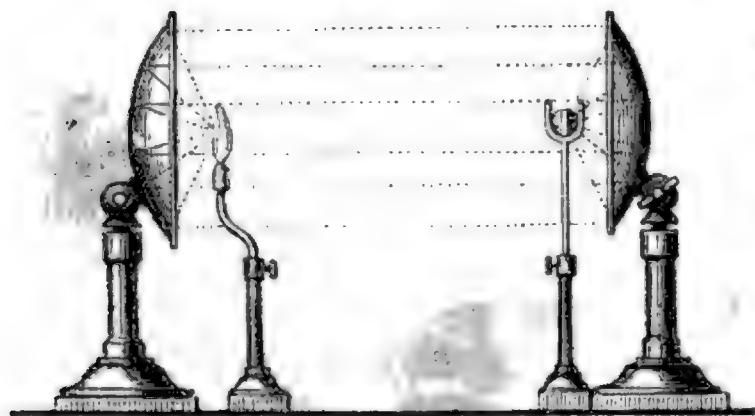
Zweiter Theil.

Erstes Kapitel.

Fortpflanzung der Wärme.

Existenz der strahlenden Wärme. Die strahlende Wärme durch- 457
bringt gewisse Körper in derselben Weise wie das Licht durch die durchsichtigen Körper hindurchgeht; die Sonnenstrahlen z. B. treffen unsere Erde, nachdem sie die ganze Atmosphäre durchdrungen haben, sie erwärmen die Erdoberfläche, während die höheren Regionen der Luft kalt bleiben; die Wärmestrahlen gehen also größtentheils durch die Atmosphäre hindurch, ohne von ihr absorbiert zu werden. Wenn man sich dem Feuer eines Heerdes nähert, so empfindet man eine brennende Hitze, und doch ist die Luft zwischen uns und dem Feuer nicht bis zu einem solchen Grade erwärmt, denn wenn man einen Schirm vorhält, verschwindet diese Hitze augenblicklich, was unmöglich wäre, wenn wirklich die ganze uns umgebende Luftmasse eine so hohe Temperatur hätte. Heiße Körper können also nach allen Seiten hin Wärme aussenden, welche durch die Luft hindurchgeht, wie die Lichtstrahlen durch durchsichtige Körper; man spricht deshalb von strahlender Wärme und von Wärmestrahlen, wie man von Lichtstrahlen spricht.

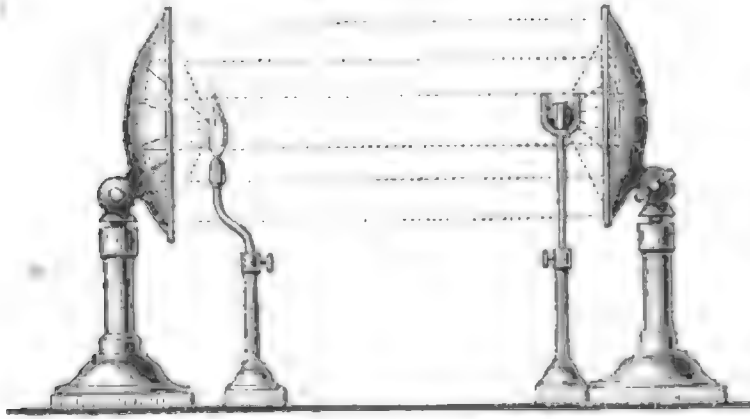
Fig. 951.



Wenn man zwei große sphärische oder parabolische Hohlspiegel von poliertem Messingblech, 5 bis 6 Meter von einander entfernt, so aufstellt, daß die Aren beider Spiegel in eine Linie zusammenfallen, wenn man alsdann in den Brennpunkt des einen Spiegels ein Stück Zunder, in den

Brennpunkt des andern aber eine fast weißglühende Eisenkugel oder eine

Fig. 952.



glühende Kohle bringt, deren Verbrennung man durch einen Blasebalg lebhaft unterhält, so wird sich der Zunder alsbald entzünden, als ob er mit dem Feuer in Berührung wäre. Dieser Versuch zeigt, daß der glühende Körper Wärmestrahlen aussendet, denn es ist klar, daß der Zunder nicht

etwa dadurch angezündet würde, daß die zwischenliegenden Luftschichten allmählig so stark erhitzt worden wären. Bringt man den Zunder aus dem Brennpunkt weg, so wird er nicht mehr entzündet, wenn man ihn auch dem glühenden Körper weit näher bringt.

Bringt man an die Stelle der glühenden Kugel eine Kugel von 300° und an die Stelle des Zunders ein gewöhnliches Thermometer, so wird das Thermometer rasch steigen; also auch die Kugel von 300° sendet Wärmestrahlen aus.

Wenn man die 300° heiße Kugel mit einem Gefäß voll kochenden Wassers oder mit Wasser von 90° , 80° oder 70° vertauscht, so beobachtet man vielleicht gar keine Temperaturerhöhung mehr am Thermometer; dies beweist aber noch nicht, daß die Wände des Gefäßes bei dieser Temperatur keine Wärme mehr ausstrahlen, sondern nur, daß hier das gewöhnliche Thermometer nicht empfindlich genug ist. Man muß deshalb empfindlichere Instrumente zu Hülfe nehmen, etwa ein Luftthermometer, Rumford's oder Leslie's Differentialthermometer oder Melloni's Thermomultiplikator.

Ein Luftthermometer kann man zu diesem Zwecke etwa so construiren, wie Fig. 953 zeigt. Eine Kugel von 3 bis 4 Centimeter Durch-

Fig. 953.



messer ist an dem Ende einer Röhre angeblasen, deren Durchmesser ungefähr 1^{mm} beträgt; diese Röhre ist gekrümmt, wie man in der Figur sieht, und hat in der Mitte eine zweite Kugel, an ihrem andern Ende einen Trichter, damit die von *c* bis *d* stehende Flüssigkeit weder in die untere Kugel zurücksteigen, noch oben auslaufen kann. Wenn die Dimensionen des Instrumentes bekannt sind, so kann man wohl ungefähr seine Empfindlichkeit berechnen, graduiren kann man es jedoch nicht, weil ja die Flüssigkeit dem atmosphärischen Drucke ausgesetzt bleibt und weil aus der unteren Kugel bald Luft aus-, bald eintritt.

Rumford's Differentialthermometer, Fig. 954, besteht aus zwei Glaskugeln, *a* und *b*, welche durch eine gebogene Glasröhre, deren horizontaler Theil 5 bis 6 Decimeter lang ist, verbunden sind. In dieser Röhre befindet sich ein Index von Alkohol oder Schwefelsäure, auf welchen von beiden Seiten die Luft der Kugeln drückt; er wird also nur dann an einer bestimmten Stelle stehen bleiben, wenn der Druck von beiden Seiten gleich ist. Die Stelle, welche der Index einnimmt, wenn die Temperatur beider Kugeln vollkommen gleich ist, ist der Nullpunkt der Theilung. Wird nun die eine Kugel mehr erwärmt als die andere, so wird der Index gegen die kältere Kugel hingetrieben, und seine Entfernung von dem Nullpunkt ist der Temperaturdifferenz der beiden Kugeln proportional.

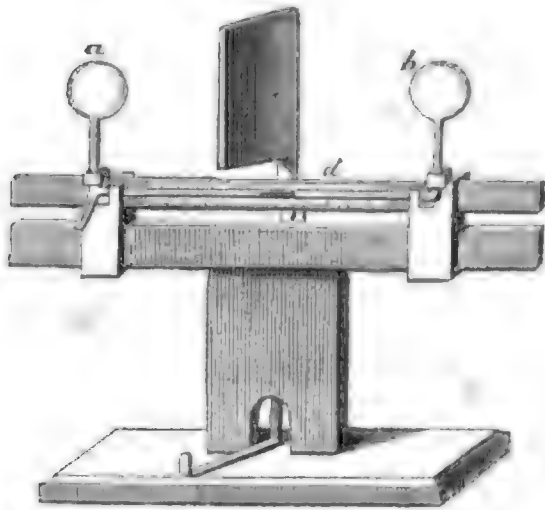


Fig. 955

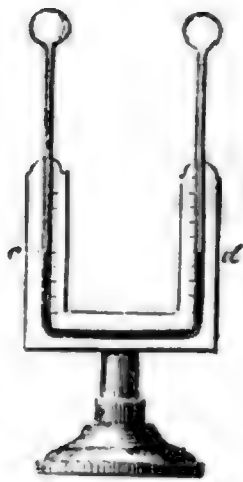
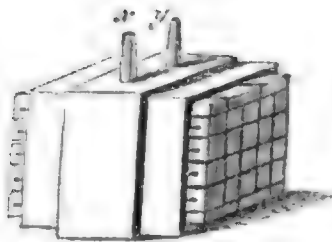


Fig. 956.



Veslie's Differentialthermometer, Fig. 955, ist auf ähnliche Weise construiert, nur sind seine Kugeln in der Regel etwas kleiner, die verticalen Arme der sie verbindenden Röhre sind länger und stehen einander näher.

Melloni's Thermomultiplier besteht aus einer thermoelectrischen Säule, Fig. 956, wie sie schon im ersten Bande auf Seite 563 beschrieben wurde, und aus einem sehr empfindlichen Multiplier. Die Säule ist sorgfältig an

hängt und so gerichtet, daß die Nadeln, wenn ihre Ebene in den magnetischen Meridian fällt, auf den Nullpunkt der Theilung zeigen.

Um die Verbindung zwischen der thermoelectrischen Säule und dem Multiplicator herzustellen, dienen die leicht ausdehnbaren Drahtspiralen g und h , welche bei x und y mit den beiden Enden der thermoelectrischen Säule, bei m und n mit den Enden des Multiplicatordrahtes in leitender Verbindung stehen. Die geringste Temperaturdifferenz zwischen den beiden geschwärzten Enden der Säule bewirkt nun schon eine Ablenkung der Nadel, die man auf dem getheilten Kreise ablesen kann.

Man muß hier wohl den anfänglichen Ausschlag von dem eigentlichen Ausschlagswinkel, d. h. von dem Winkel unterscheiden, welchen die Nadel mit dem magnetischen Meridian macht, wenn sie in ihrer neuen Gleichgewichtslage zur Ruhe gekommen ist. Wenn die Nadel durch die Einwirkung der Stromes aus dem magnetischen Meridian herausgetrieben wird, so kommt sie in ihrer neuen Gleichgewichtslage mit einer bestimmten Geschwindigkeit an, welche sie noch weiter forttreibt; auf dem Rückwege geht die Nadel abermals über ihre Gleichgewichtslage hinaus, und so kommt sie erst nach einer Reihe von Schwingungen, welche immer kleiner werden, zur Ruhe.

Um nicht immer warten zu müssen, bis die Nadel zur Ruhe kommt, hat Melloni durch Versuche das Verhältniß zwischen dem ersten und dem definitiven Ausschlage zu ermitteln gesucht, d. h. er bestimmte durch Versuche, wie groß der definitive Ausschlag ist, welcher einem jeden anfänglichen Ausschlage entspricht. Eine solche Beziehung, welche natürlich für jeden Apparat besonders ermittelt werden muß, bietet den großen Vortheil, daß ein jeder Versuch nur 10 bis 12 Sekunden dauert, während er mehrere Minuten dauern würde, wenn man warten müßte, bis die Nadel zur Ruhe gekommen ist.

Die Beziehung, welche zwischen der Ablenkung der Nadel und der Temperaturdifferenz der Löthstellen der Säule stattfindet, läßt sich zwar nicht auf eine absolute, aber doch auf eine relative Weise ermitteln. Nachdem Melloni gezeigt hatte, daß die Stromstärke einer Säule von Wismuth und Antimon der Temperaturdifferenz der Löthstellen proportional ist, kam es darauf an zu ermitteln, in welchem Verhältniß die Ablenkung der Nadel zur Stromstärke steht. Zu diesem Zwecke brachte Melloni auf jeder Seite der Säule eine constante Wärmequelle, etwa eine Locatelli'sche Lampe, in solcher Entfernung an, daß die eine, für sich allein wirkend, eine Ablenkung von etwa 40° nach der rechten, die andere aber für sich allein eine Ablenkung von 35° nach der linken Seite bewirkte; läßt man nun beide Wärmequellen gleichzeitig wirken, so erhält man eine Ablenkung von 15° nach der rechten Seite. Eine Ablenkung von 5° zwischen 35 und 40° ent-

spricht also einer Ablenkung von 15° , von 0 an gerechnet. Man begreift nun, wie man durch Abänderung dieser Versuche eine Tabelle entwerfen kann, deren erste Columnne die beobachteten Ablenkungen, die zweite aber die entsprechende Anzahl von Graden enthält, welche man erhalten würde, wenn die Ablenkung stets der Stromstärke proportional wäre, wenn also die Wirkung des Stromes auf die Nadel nicht um so schwächer wäre, je mehr sie abgelenkt ist. Für den Apparat, mit welchem Melloni seine Versuche anstellte, waren die Zahlen in beiden Columnnen bis 20° ganz gleich, d. h. bis 20° ist die Ablenkung der Nadel der Stromstärke proportional; den beobachteten Ablenkungen $25, 30, 35, 40$ und 45° entsprechen aber die Werthe $27, 35, 47, 62$ und 83° der zweiten Columnne. Ein Strom also, welcher eine Ablenkung von 40° bewirkt, ist 62mal stärker als ein anderer, welcher nur eine Ablenkung von 1° hervorbringt. Melloni hat jedoch seine Versuche so eingerichtet, daß die Ablenkungen stets kleiner als 30° waren.

Kehren wir nun wieder zu unseren Versuchen zurück; wenn man in den Brennpunkt des einen Spiegels einen der eben beschriebenen Apparate, in den Brennpunkt des andern aber irgend einen Körper von 1 bis 2 Centimeter Ausdehnung bringt, so wird sich zeigen, daß dieser stets Wärme ausstrahlt, sobald seine Temperatur nur etwas die Temperatur der Umgebung übersteigt. Wenn man den Versuch in einem Zimmer anstellt, dessen Temperatur unter 0° ist, so wird ein Stück schmelzenden Eises, in den Brennpunkt des einen Spiegels gebracht, die Temperatur im andern Brennpunkt erhöhen.

Wenn die Temperatur der Umgebung über 0° ist, so wird ein Stück Eis, in den Brennpunkt des einen Hohlspiegels gebracht, das Sinken eines Thermometers veranlassen, welches sich im Brennpunkt des andern Hohlspiegels befindet. Dies beweist aber nicht, daß eine Kältestrahlung stattfindet, das Thermometer sinkt, weil es mehr Wärme nach dem Eise ausstrahlt, als es von dem Eise zurückempfängt.

Wenn man des Nachts einen Hohlspiegel gegen den heitern Himmel richtet, so wird ein Thermometer, welches im Brennpunkt dieses Hohlspiegels sich befindet, sinken müssen, weil es seine Wärme nach dem freien Himmelsraume ausstrahlt, ohne daß von dorthier sein Wärmeverlust ersetzt wird.

Wenn man Melloni's Thermomultiplikator anwendet, so hat man gar keine Hohlspiegel mehr nöthig, um die Wärmestrahlung nachzuweisen, man braucht nur an dem einen Ende der thermoelectrischen Säule die conische Hülse *b* anzusetzen, welche die Wärmestrahlen etwas concentrirt; wenn man in einer Entfernung von mehreren Schritten die Hand gegen die Oeffnung der Hülse *b* hält, so ist die von ihr ausgehende Wärmestrahlung schon hinreichend, um die Nadel bedeutend abzulenken.

Wärmestrahlungsvermögen der Körper. Das Vermögen der 458 Körper, die Wärme auszustrahlen, ist sehr ungleich und hängt wesentlich von dem Zustande der Oberflächen ab; im Allgemeinen strahlen die Oberflächen der weniger dichten Körper unter sonst gleichen Umständen mehr Wärme aus als die Oberflächen dichter Körper. Die Ungleichheit des Strahlungsvermögens verschiedener Oberflächen hat Leslie folgendermaßen nachgewiesen: Er brachte in den Brennpunkt eines Hohlspiegels die eine Kugel seines Differentialthermometers und stellte in einiger Entfernung in der Axe des Hohlspiegels einen hohlen mit heißem Wasser gefüllten Würfel von Messingblech auf, dessen Seite 15 bis 18 Centimeter lang war; die eine Seitenfläche dieses Würfels war mit Ruß überzogen, eine andere polirt; wurde nun die polirte Fläche dem Spiegel zugekehrt, so war die Wirkung auf das Differentialthermometer bei weitem geringer, als wenn man die berußte Fläche dem Spiegel zuekehrte; die mit Ruß geschwärzte Fläche strahlt also weit mehr Wärme aus als die polirte Metallfläche.

Diese Methode ist zwar ganz geeignet, um die Unterschiede im Strahlungsvermögen sichtbar zu machen, um aber genauere Vergleichen anzu- stellen, ist Melloni's Verfahren bei weitem vorzüglicher; er stellte in pas- sender Entfernung von der Thermosäule einen Hohlwürfel von Messingblech auf, dessen Seite 7 bis 8 Centimeter lang und welcher mit heißem Wasser gefüllt war, welches durch eine Weingeistlampe auf constanter Temperatur erhalten wurde; die Seitenflächen dieses Würfels waren auf verschiedene Weise präparirt, nämlich eine mit Ruß, eine mit Bleiweiß, eine mit Tusch überzogen und eine polirt. Je nachdem die eine oder die andere Seitenfläche dem Thermomultiplicator zugekehrt ist, sind die Ablenkungen der Nadel sehr ungleich, aus den beobachteten Ablenkungen ergibt sich dann ohne Weiteres das Verhältniß, in welchem die Emissionsfähigkeit der verschiedenen Flächen zu einander steht. Auf diese Weise wurde das Ausstrahlungsvermögen fol- gender Körper bestimmt:

Kienruß	100	Tusch	85
Bleiweiß	100	Gummilack	72
Häusenblase	91	Metallfläche	12.

Wenn man also mit 100 das Ausstrahlungsvermögen des Kienrußes bezeichnet, so ist das Ausstrahlungsvermögen einer polirten Metallfläche gleich 12, also nur $\frac{12}{100}$ von der der Kienrußfläche.

Melloni hat gezeigt, daß das Strahlungsvermögen eines und desselben Metalls von seiner Dichtigkeit abhängt, denn eine gegossene Platte strahlt mehr Wärme aus als eine gehämmerte und gewalzte. Wenn man die Oberfläche einer gehämmerten polirten Metallplatte rißt, so wird ihr Strah-

lungsvermögen erhöht, weil durch das Rizen weniger dichte Stellen bloßgelegt werden; eine solche Erhöhung des Strahlungsvermögens durch Rizen tritt bei gegossenen und ohne Druck polirten Metallplatten nicht ein, ja bei solchen wird sogar das Strahlungsvermögen etwas vermindert, weil beim Rizen immer ein geringer Druck ausgeübt, also die Dichtigkeit an einigen Stellen des Metalls etwas vergrößert wird.

Bei solchen Körpern, deren Dichtigkeit durch Druck nicht geändert werden kann, wie Marmor, Glas u. s. w., hat das Rizen der Oberfläche gar keinen Einfluß auf das Strahlungsvermögen.

Nachdem wir das Emissionsvermögen der Körper betrachtet haben, ist zu untersuchen, was aus den Wärmestrahlen wird, welche irgend einen Körper treffen; es sind hier nur folgende Fälle möglich, entweder werden die Wärmestrahlen absorbiert, oder sie werden an seiner Oberfläche zurückgeworfen, oder sie werden durchgelassen. Wir wollen nun diese einzelnen Fälle der Reihe nach betrachten.

459 Absorption der Wärmestrahlen. Jeder Körper hat das Vermögen, Wärmestrahlen, die, von einem andern Körper kommend, ihn treffen, mehr oder weniger zu absorbiren; dies ergibt sich schon aus den eben besprochenen Versuchen, denn die Körper erwärmen sich in dem Brennpunkt des einen Hohlspiegels nur deshalb, weil sie die Wärmestrahlen absorbiren, welche durch die Spiegel auf ihnen concentrirt werden. Daß dies Vermögen aber allen Körpern zukommt, ergibt sich daraus, daß alle, den Sonnenstrahlen ausgesetzt, eine Temperatur annehmen, welche höher ist als die Temperatur der Luft.

Das Absorptionsvermögen ist nicht für alle Körper gleich, was schon daraus hervorgeht, daß sie nicht gleiches Emissionsvermögen haben, denn eine Oberfläche, welche leicht Wärmestrahlen aussendet, muß umgekehrt auch die Fähigkeit haben, diese Strahlen einzufangen. Die Ungleichheit des Absorptionsvermögens läßt sich schon durch einen einfachen Versuch zeigen: Man setze nur ein Thermometer, dessen Kugel geschwärzt ist, den Sonnenstrahlen aus, so wird es weit höher steigen als ein anderes, dessen Kugel nicht geschwärzt ist; die geschwärzte Oberfläche der einen Thermometerkugel absorbiert also offenbar mehr Wärmestrahlen als die glänzende Oberfläche der andern.

Die von einem Körper absorbirten Wärmestrahlen sind es also, welche ihn erwärmen; wenn also ein Körper durch Wärmestrahlung möglichst stark erwärmt werden soll, so muß man ihn mit einem Ueberzug versehen, welcher die Wärmestrahlen stark absorbiert; man überzieht deshalb auch alle Thermoskope, welche dazu dienen sollen, die Wirkungen der Wärmestrahlung recht merklich zu machen, die Kugeln der Differentialthermometer, die bei-

den Enden der thermoelectrischen Säule mit Ruß, weil dieser unter allen bekannten Körpern das stärkste Absorptionsvermögen hat.

Wir haben oben gesehen, daß metallische Oberflächen nur ein sehr geringes Emissionsvermögen besitzen, und daraus folgt, daß sie die Wärmestrahlen auch nur in einem sehr geringen Maße einzusaugen im Stande sind.

Weiter unten, wenn wir die ungleiche Natur der verschiedenen Wärmestrahlen werden kennen gelernt haben, wird von dem Absorptionsvermögen noch ausführlicher die Rede seyn.

Reflexion und Diffusion der Wärmestrahlen. Im Allgemeinen 460 haben die Körper die Fähigkeit, einen Theil der sie treffenden Wärmestrahlen ganz in der Weise zurückzuwerfen, wie sie auch die Lichtstrahlen regelmäßig oder unregelmäßig reflectiren. Die Spiegel, die uns zu den obigen Versuchen dienten, geben uns einen entscheidenden Beweis für die Reflexion der Wärmestrahlen, denn sie erwärmen sich selbst bei dem Versuch mit dem Zunder nicht. Ein einfacher Schluß überzeugt uns, daß die meisten Körper dieses Reflexionsvermögen besitzen müssen und daß es dem Absorptionsvermögen so zu sagen complementär ist, denn die Summe der absorbirten und der reflectirten Wärmestrahlen muß doch offenbar der Gesammtheit der einfallenden Strahlen gleich seyn, vorausgesetzt, daß der Körper keine Wärmestrahlen durchläßt. Wenn also das Reflexionsvermögen größer ist, so ist das Absorptionsvermögen geringer und umgekehrt. Ein Körper, der gar keine Wärmestrahlen reflectirt, muß alle Strahlen absorbiren, wie dies in der That bei solchen Oberflächen der Fall ist, die man sorgfältig mit Ruß überzogen hat; polirte Metallflächen dagegen, welche ein großes Reflexionsvermögen besitzen, absorbiren nur sehr wenig Wärmestrahlen.

Die Wärmestrahlen werden ganz nach denselben Gesetzen reflectirt wie die Lichtstrahlen, d. h. der Reflexionswinkel ist dem Einfallswinkel gleich; dies geht schon aus den Versuchen mit den Hohlspiegeln hervor, da ja die Brennpunkte für die Wärmestrahlen mit denen der Lichtstrahlen zusammenfallen.

So wie an der Oberfläche eines nicht ganz vollständig polirten Körpers Lichtstrahlen nach allen Seiten unregelmäßig zerstreut werden, so erleiden auch die Wärmestrahlen an der Oberfläche der meisten Körper eine *Diffusion*. Man kann sich davon durch folgenden Versuch überzeugen. Man lasse durch eine Oeffnung in dem Laden eines dunklen Zimmers Sonnenstrahlen auf eine der Oeffnung gegenüberliegende Wand fallen, so wird der erleuchtete Fleck derselben, welcher von allen Seiten her sichtbar ist, weil er das Sonnenlicht nach allen Seiten hin zerstreut, auch die Wärmestrahlen unregelmäßig zerstreuen, also nach allen Seiten hin Wärmestrahlen aussenden, als ob er selbst eine Wärmequelle wäre. Diese Diffusion der Wärmestrahlen wird sichtbar, wenn man dem hellen Fleck die thermoelectrische

Säule zukehrt; man erhält einen Ausschlag der Nadel, an welcher Stelle des Zimmers man auch das Instrument aufstellen mag, die Wirkung kann also nicht von einer regelmäßigen Reflexion herrühren; daß sie aber auch nicht die Folge einer Erwärmung der von den Sonnenstrahlen beschienenen Stelle der Wand ist, geht daraus hervor, daß die Nadel auf der Stelle wieder auf den Nullpunkt der Theilung zurückgeht, sobald man die Oeffnung im Laden verschließt.

Auch von der Diffusion der Wärmestrahlen wird weiter unten noch ausführlicher die Rede seyn.

461 **Fähigkeit der Körper, Wärmestrahlen durchzulassen.** Daß feste Körper Wärmestrahlen in derselben Weise durchlassen können, wie durchsichtige Körper die Lichtstrahlen, geht schon daraus hervor, daß man im Stande ist, brennbare Körper zu entzünden, wenn man sie in den Brennpunkt einer den Sonnenstrahlen ausgesetzten Linse hält. Genauere Untersuchungen wurden erst durch die thermoelectrische Säule möglich, und Melloni hat mit Hülfe derselben eine Reihe höchst wichtiger Untersuchungen über den Durchgang der Wärmestrahlen durch verschiedene Körper angestellt.

Diejenigen Körper, welche die Wärmestrahlen aufhalten, wie die undurchsichtigen Körper die Lichtstrahlen, nennt Melloni *atherman*, solche Körper hingegen, welche sich gegen die Wärmestrahlen verhalten wie die durchsichtigen Körper gegen die Lichtstrahlen, nennt er *diatherman*. Die Luft ist also ein *diatherman*er Körper, und wir werden sogleich sehen, daß auch sehr viele feste und flüssige Körper, wenn auch in sehr ungleichem Maße, *diatherman* sind.

Die Versuche über den Durchgang der Wärmestrahlen wurden mit dem schon oben näher beschriebenen Apparat, Fig. 959, angestellt; als Wärmequellen dienten die *Locatelli'sche* Lampe *i*, eine Spirale von Platindraht, Fig. 960, welche durch eine Alkoholflamme rothglühend erhalten wurde; ein geschwärztes Kupferblech, Fig. 961, welches durch eine Weingeistlampe auf 400° erwärmt war, und endlich ein hohler Würfel, Fig. 962, von Messingblech, welcher mit heißem Wasser gefüllt war, das durch eine Lampe auf constanter Temperatur erhalten wurde. Diese constanten Wärmequellen wurden der Reihe nach auf den Träger *e* gesetzt. Der Schirm *o*, welcher aus zwei Messingplatten zusammengesetzt und um ein Charnier drehbar ist, kann zwischen die Wärmequelle und die Thermosäule gebracht werden, so daß man in jedem Augenblicke die Wärmestrahlung von der Thermosäule abhalten kann; die Platten endlich, welche man in Beziehung auf ihre Fähigkeit, Wärmestrahlen durchzulassen, untersuchen will, werden bei *r* aufgestellt.

Die Versuche wurden in folgender Weise angestellt: die Wärmequelle wurde in eine solche Entfernung gebracht, daß sie eine Ablenkung der Nadel

bis auf 30° hervorbrachte; wurden nun die Wärmestrahlen durch eine bei r aufgestellte Platte des zu untersuchenden Körpers aufgefangen, so ging Fig. 959.

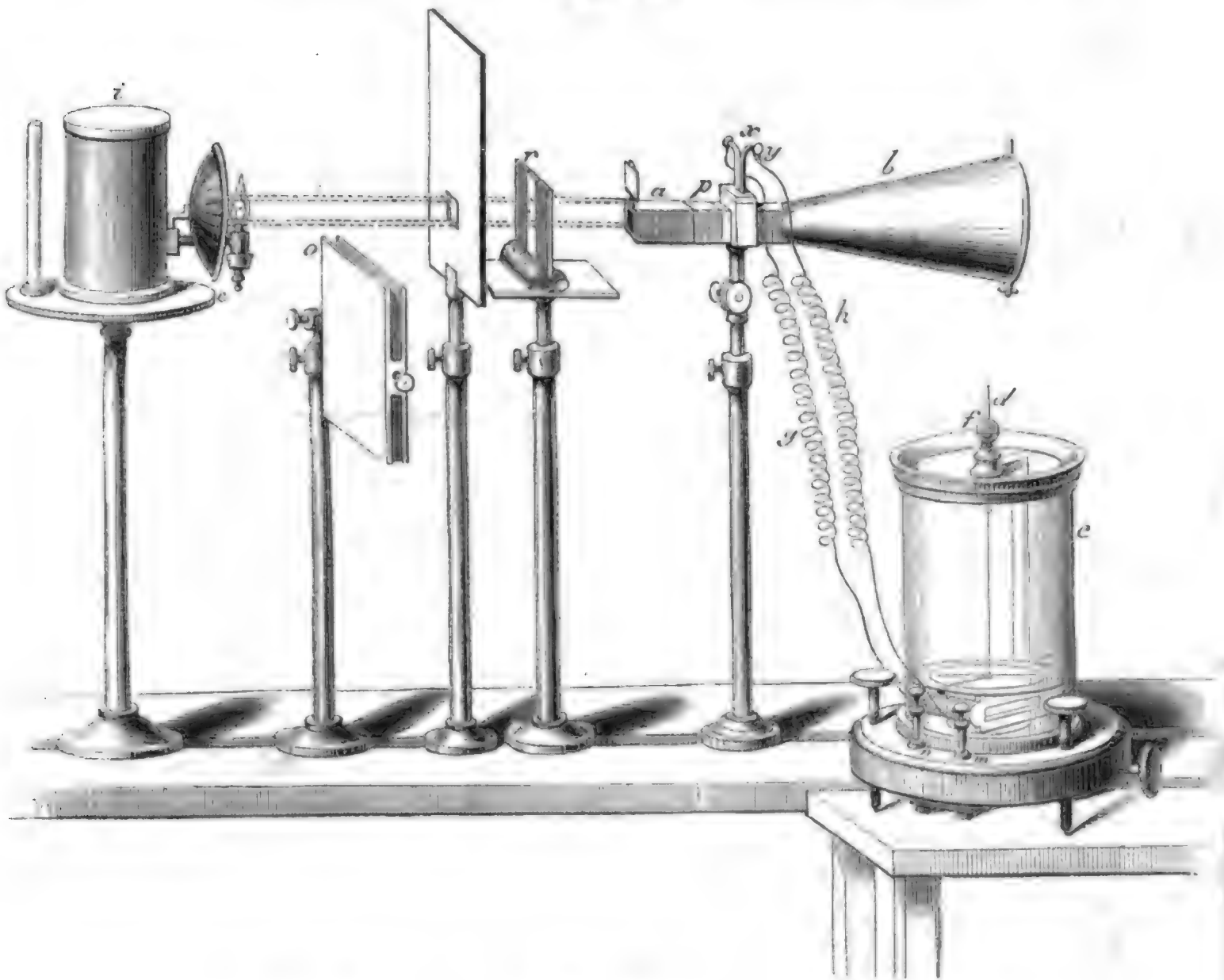


Fig. 960.

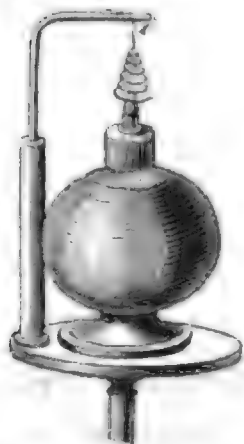


Fig. 961.

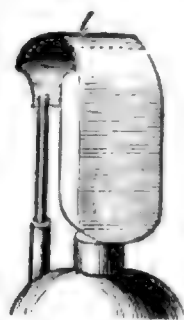
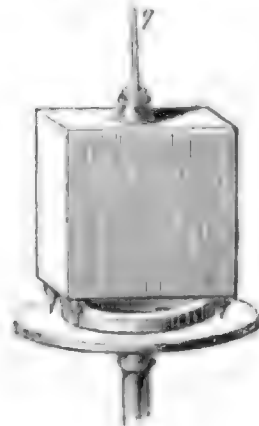


Fig. 962.



die Nadel bald mehr, bald weniger zurück, und so ergab sich, daß gleich dicke und gleich durchsichtige Platten verschiedener Körper nicht gleiche Mengen strahlender Wärme durchlassen. Bewirkt z. B. die freie Strahlung der Wärmequelle eine Ablenkung von 30° , so wird die Nadel auf 28° zurück-

gehen, wenn man eine 3 bis 4 Millimeter dicke Steinsalzplatte bei r aufstellt, während eine gleich dicke Quarzplatte die Nadel auf 15 bis 16° zurückgehen macht; das Steinsalz läßt also die Wärmestrahlen bei weitem besser durch als der Bergkrystall. Manche weniger durchsichtige Körper lassen sogar die Wärmestrahlen besser durch als andere, die ganz durchsichtig sind. Während z. B. eine ganz durchsichtige Alaunplatte die Ablenkung der Nadel von 30° auf 3 bis 4° reducirt, bringt eine noch weit dickere Platte von Rauchtopas die Nadel nur auf 14 bis 15° zurück. Ja mancher fast ganz undurchsichtige Körper, wie schwarzes Glas und schwarzer Glimmer, lassen noch ziemlich viele Wärmestrahlen durch.

Aus den beobachteten Ablenkungen ergeben sich folgende Werthe für die Fähigkeit verschiedener Körper, die Wärmestrahlen durchzulassen.

Namen der Körper	Locatelli'sche Lampe	Glühende Platinspirale	Geschwärztes bis zu 400° erwärmtes Kupferblech	Geschwärztes bis zu 100° erwärmtes Messingblech
Freie Strahlung der Wärmequelle	100	100	100	100
Steinsalz	92	92	92	92
Flußspath, klar, farblos . . .	78	69	42	33
Kalkspath	39	28	6	0
Spiegelglas	39	24	6	0
Bergkrystall	38	28	6	0
Gyps, krystallisirt	14	5	0	0
Citronensäure	11	2	0	0
Alaun	9	2	0	0
Schwarzes Glas, 1mm dick . .	26	25	12	0
Schwarzer Glimmer, 0,9mm dick	20	20	9	0
Eis	6	0	0	0

Wo die Dicke der Platte nicht bemerkt ist, betrug sie 2,6 Millimeter.

Die Betrachtung dieser Tabelle führt uns zu sehr wichtigen Folgerungen. Wir sehen, daß das Steinsalz die Strahlen aller Wärmequellen mit gleicher Leichtigkeit durchläßt, was bei allen anderen angeführten Substanzen nicht der Fall ist. Wir sehen z. B., daß eine Flußspathplatte 78 Procent der Strahlen durchläßt, welche von der Locatelli'schen Lampe kommen, aber nur 33 Procent der Wärmestrahlen, welche von einer beruhten, bis zu

100° erwärmten Metallfläche ausgestrahlt werden. Das schwarze Glas läßt die Wärmestrahlen der Locatelli'schen Lampe und der glühenden Platinspirale fast gleich gut durch, von der erstern Quelle nämlich 26, von der zweiten 25 Procent; es läßt gar keine der Wärmestrahlen durch, welche von der vierten, und nur 12 Procent der Strahlen, welche von der dritten Wärmequelle kommen.

Daraus geht hervor, daß die Wärmestrahlen, welche von den verschiedenen Wärmequellen kommen, nicht ganz gleicher Natur sind, denn sonst müßte jeder Körper die Strahlen aller Wärmequellen in gleichem Verhältniß durchlassen. Diese Unterschiede in der Natur der Wärmestrahlen treten aber noch deutlicher hervor, wenn man die Wärmestrahlen durch mehrere hinter einander aufgestellte Körper gehen läßt.

Läßt man die Wärmestrahlen, welche durch eine Glasplatte gegangen sind, auf eine Alaunplatte fallen, so werden sie gänzlich absorbirt, während doch eine Alaunplatte fast alle Wärmestrahlen durchläßt, welche zuvor durch eine Platte von Citronensäure gegangen sind. Diese Erscheinung hat die größte Aehnlichkeit mit dem Durchgang des Lichts durch gefärbte Mittel; Lichtstrahlen, welche durch ein grünes Glas gegangen sind, werden bekanntlich von anderen grünen Gläsern leicht durchgelassen, sie werden aber absorbirt, wenn man sie auf ein rothes Glas fallen läßt; die Unterschiede zwischen den Wärmestrahlen sind also den Verschiedenheiten der Farben beim Lichte ganz analog.

Melloni nannte die Eigenschaft der Körper, gewisse Wärmestrahlen vorzugsweise zu absorbiren, andere hingegen vorzugsweise durchzulassen, *Diathermanie*; man könnte diese Eigenschaft nach Pouillet's Vorschlag auch *Thermanismus*, die Körper aber, welchen sie zukommt, *thermanisirende* nennen. *Thermanisirte* Wärmestrahlen wären demnach solche, welche dadurch, daß sie einen thermanisirenden Körper durchdrungen haben, gleichsam eine Wärmefärbung erhalten haben, wie den Lichtstrahlen, indem sie durch farbige Gläser gehen, eine bestimmte Farbe ertheilt wird. Das Steinsalz ist der einzige bis jetzt bekannte feste diathermane Körper, welcher die Wärmestrahlen nicht thermanisirt, denn das Steinsalz läßt ja alle Wärmestrahlen gleich gut durch, es verhält sich gegen die Wärmestrahlen, wie ein farbloser durchsichtiger Körper gegen das Licht.

Wenn man mit 100 die Intensität der Wärmestrahlen bezeichnet, welche auf eine Steinsalzplatte fallen, so ist die Intensität der durchgelassenen Strahlen nach unserer Tabelle 92 oder genauer 92,3, der Rest der auffallenden Strahlen, welcher nicht durch die Platte hindurchgeht, ist 7,8 oder ungefähr $\frac{1}{13}$ der einfallenden Strahlen; dieser Rest kann nun entweder absorbirt, oder an den beiden Oberflächen der Steinsalzplatte rechtwinklig reflectirt worden seyn; in der That findet nur das letztere Statt, d. h. im

Steinsalz findet gar keine merkliche Absorption der Wärmestrahlen Statt. Zu diesem Schlusse ist man schon dadurch berechtigt, daß die Dicke einer Steinsalzplatte gar keinen Einfluß auf die Quantität der durchgelassenen Wärmestrahlen ausübt; eine Steinsalzplatte von 1 Millimeter Dicke läßt die Wärmestrahlen nicht besser durch als eine andere, welche mehrere Centimeter dick ist.

Dieser Schluß wird durch folgende Versuche zur Gewißheit.

Bringt man einmal eine 8 Millimeter dicke Glasplatte, dann aber 6 Glasplatten von derselben Glasorte in den Apparat, welche zusammen 8 Millimeter dick sind, so wird sich die Menge der Wärmestrahlen, welche die eine Platte durchläßt, zu der, welche durch die 6 Platten geht, wie 23 zu 15 verhalten. In beiden Fällen ist der Verlust durch Absorption ganz derselbe; wenn also das System von 6 Platten weniger Wärmestrahlen durchläßt, so kann dies nur eine Folge der mehrfachen Reflexionen seyn. Weil die Absorption in der einen dicken Platte dieselbe Wirkung ausübt, wie in den 6 dünnen, so kann man sie ganz unberücksichtigt lassen, man kann annehmen, sie sey gleich Null, oder auch, es wären nur Strahlen von einer solchen Wärmefärbung eingefallen, daß sie gar nicht vom Glase absorbiert werden; bezeichnen wir unter dieser Voraussetzung mit 1 die Intensität der einfallenden Strahlen, mit r den durch die Reflexion an den beiden Oberflächen hervorgebrachten Verlust, so ist die Intensität der Wärmestrahlen, welche durch eine Platte hindurchgehen, $1 - r$; die Intensität der Wärmestrahlen, welche die 6 Platten durchlaufen haben, wird demnach $(1 - r)^6$ seyn. Die Wärmemenge, welche durch eine Platte hindurchgeht, verhält sich demnach zu der, welche die 6 Platten durchlassen, wie $1 - r$ zu $(1 - r)^6$ oder wie 1 zu $(1 - r)^5$. Nach dem Versuch verhalten sich aber diese Wärmemengen wie 23 zu 15, wir haben also

$$23 : 15 = 1 : (1 - r)^5,$$

und daraus folgt $(1 - r)^5 = 0,65217 \dots$, also $1 - r = 0,918$ und $r = 1 - 0,918 = 0,082$. Aus diesem Versuche ergibt sich also für den Verlust durch Spiegelung an den beiden Flächen einer Glasplatte der Werth 0,082, was fast gleich $\frac{1}{13}$ und dem entsprechenden Werthe für Steinsalz ganz gleich ist. Bergkrystall, senkrecht auf die Ase geschnitten, giebt denselben Werth, und man kann daraus folgende Schlüsse ziehen: 1) Das Steinsalz läßt die Wärmestrahlen ohne merkliche Absorption durch; 2) die rechtwinklige Reflexion an der ersten und zweiten Oberfläche einer Platte von Steinsalz, Glas oder Quarz beträgt nur $\frac{1}{13}$ der einfallenden Wärmestrahlen.

462 Einfluß der Dicke diathermaner Platten auf die Durchlassung der Wärmestrahlen. Wir haben gesehen, daß das Steinsalz keine merk-

liche Absorption auf die Wärmestrahlen ausübt, wenigstens wenn die Platten nur 3 bis 4 Centimeter dick sind; das Steinsalz ist aber auch der einzige vollkommen diathermane Körper; alle anderen Körper absorbiren mehr oder weniger Wärmestrahlen, die Größe der Absorption hängt aber nicht allein von der Natur der Wärmequelle, sondern auch von der Dicke der Platten ab.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate, welche in dieser Hinsicht für Glas, durchsichtigen Bergkry stall, Rauchtopas, Rüböl und destillirtes Wasser beobachtet wurden.

Dicke in Millimetern	Glas von St. Gobin			Durchsichtiger Bergkry stall			Rauchtopas			Rüböl		Destillirtes Wasser	
	Recattell'sche Lampe	Glühendes Platin	Rührer von 400°	Recattell'sche Lampe	Glühendes Platin	Rührer von 400°	Recattell'sche Lampe	Glühendes Platin	Rührer von 400°	Recattell'sche Lampe	Glühendes Platin	Recattell'sche Lampe	Glühendes Platin
0,5	77,5	62,1	14,4	78,6	69,5	14,8	81,7	70,0	15,4	64,0	32,0	25,1	8,7
1,0	73,3	51,5	9,9	76,8	65,1	11,3	78,6	65,0	12,3	48,3	22,8	19,3	5,7
1,5	70,4	46,1	6,7	74,8	62,5	9,7	"	"	"	41,0	18,7	16,0	4,2
2,0	68,2	42,8	5,0	73,3	60,6	8,7	75,1	60,3	9,1	36,1	16,3	13,9	3,2
2,5	66,6	"	"	72,5	"	"	"	"	"	32,7	"	"	"
3	65,3	38,3	2,9	71,8	57,6	7,3	73,1	57,4	7,8	30,6	13,6	11,4	2,0
4	63,4	35,8	2,0	70,8	55,3	6,6	71,4	54,8	7,0	27,8	12,0	10,0	1,5
5	62,0	34,0	1,5	70,2	53,3	6,0	"	"	"	25,7	10,8	9,1	1,1
6	60,9	32,3	1,4	69,8	51,4	5,3	"	"	"	23,9	9,8	8,6	1,0
7	60,0	30,9	1,2	69,5	49,8	5,0	"	"	"	22,6	8,9	8,2	0,8
8	59,2	29,7	1,1	69,3	48,4	4,6	"	"	"	21,8	8,1	8,0	0,6
9	"	"	"	"	"	"	"	"	"	21,2	7,5	7,8	0,5
10	"	"	"	"	"	"	"	"	"	21,0	7,1	7,7	0,4
11	"	"	"	"	"	"	"	"	"	20,9	6,7	7,7	0,3
50	"	"	"	"	"	"	"	"	"	12,5	2,1	2,4	0,0
86	"	"	"	"	"	"	59,0	35,0	0,7	"	"	"	"
100	"	"	"	"	"	"	"	"	"	8,1	1,2	"	0,0
150	"	"	"	"	"	"	"	"	"	6,1	"	1,3	0,0
200	"	"	"	"	"	"	"	"	"	5,3	"	0,7	"

Nicht alle Zahlen dieser Tabelle sind das unmittelbare Resultat des Versuchs, weil es nicht immer möglich war, Platten zu erhalten, welche genau $\frac{1}{2}$, $\frac{2}{2}$, $\frac{3}{2}$ u. s. w. Millimeter dick waren; die Zahlen, welche diesen Dicken entsprechen, wurden durch Interpolation aus den benachbarten beobachteten Werthen abgeleitet.

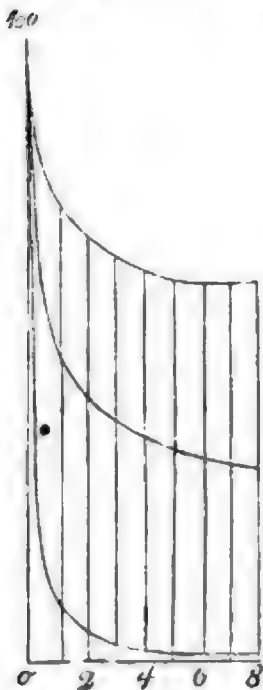
Das Rüböl wurde, um es dem Versuche zu unterwerfen, in ein Behälter gegossen, welches auf beiden Seiten mit Steinsalzplatten begrenzt war. Wenn die Dicke der Oelschicht mehr als 3 Millimeter betrug, so war es gleichgültig, ob sie zwischen Glasplatten oder zwischen Steinsalzplatten eingeschlossen war.

Nachdem ermittelt worden war, daß reines Wasser ebenso wirkt wie Salzwasser, war es leicht zu erkennen, daß eine Wasserschicht denselben Effect hervorbringt, mag sie nun zwischen Glasplatten oder zwischen Steinsalzplatten eingeschlossen seyn.

Man sieht, daß für die fünf Körper die Absorption bei einer Dicke von $\frac{1}{2}$ Millimeter schon sehr beträchtlich und daß sie um so bedeutender wird, je niedriger die Temperatur der Wärmequelle ist.

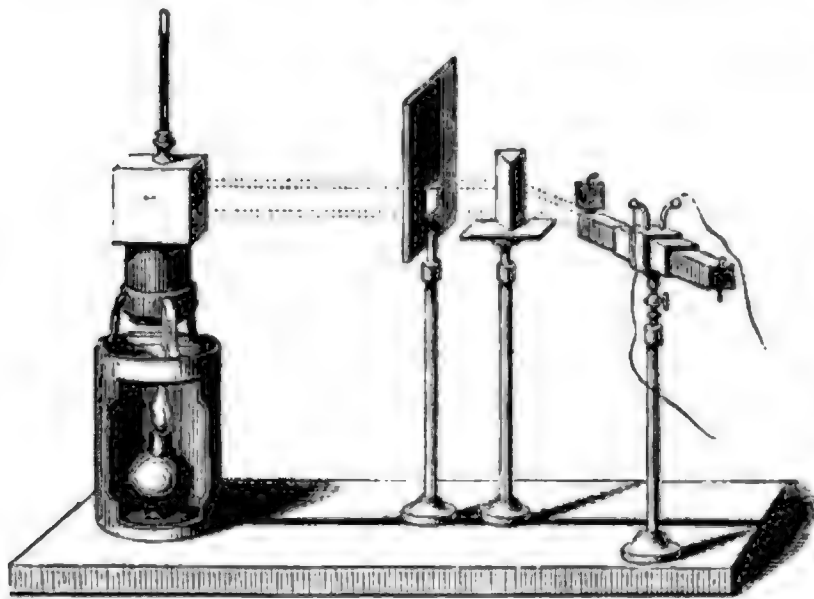
Die Absorption nimmt bei zunehmender Dicke anfangs rasch zu, sie scheint sich aber einer bestimmten Gränze zu nähern, denn für eine bedeutende Dicke hat eine Vermehrung derselben keinen merklichen Einfluß mehr. Es läßt sich dies am besten durch eine graphische Darstellung der in unserer Tabelle zusammengestellten Resultate übersehen. In Fig. 963 sind die

Fig. 963. Abscissen der Dicke der Platten, die Ordinaten der Intensität der Wärmestrahlen proportional, welche eine Glasplatte der entsprechenden Dicke durchläßt. Die oberste Kurve entspricht dem Fall, daß die einfallenden Strahlen von der Vocatelli'schen Lampe kommen, die zweite gilt für das glühende Platin, die dritte für das auf 400° erwärmte Kupferblech.



Wir sehen aus dieser Zusammenstellung auch, daß die Wärmestrahlen der verschiedenen Wärmequellen aus sehr verschieden absorbirbaren Elementen bestehen; um die Strahlen der einen Quelle fast vollständig zu absorbiren, ist nur eine sehr geringe Dicke nöthig, während andere Strahlen selbst bei einer sehr bedeutenden Dicke der Absorption widerstehen. Die Wärmequellen von niedriger Temperatur enthalten im Allgemeinen eine größere Anzahl absorbirbarer Elemente, wenigstens für die in unserer Tabelle enthaltenen Substanzen.

Brechung der Wärmestrahlen. Auf einem Statif, Fig. 964, 463 wird ein Prisma von Steinsalz und in einiger Entfernung die Locatelli'sche Fig. 964.



Lampe aufgestellt; man sucht alsdann die Richtung, in welcher die von der Lampe ausgehenden Lichtstrahlen für den Fall der geringsten Ablenkung aus dem Prisma austreten und bringt dann die thermoelectrische Säule in diese Richtung; die Nadel wird alsbald abgelenkt, sie geht aber sogleich wieder zurück, wenn man die von der Wärmequelle auf das Prisma fallenden Strahlen durch einen Schirm auffängt. Die Nadel wird auch noch abgelenkt, wenn man an die Stelle der Lampe die glühende Platinspirale, das bis auf 400° erhitzte Kupferblech oder selbst den mit kochendem Wasser gefüllten Würfel setzt. Die Ablenkung der Nadel hört auf, wenn man die Säule etwas dreht, so daß sie aus der Richtung der gebrochenen Strahlen herauskommt. Die Strahlen der verschiedenen Wärmequellen werden also durch das Steinsalz gebrochen, und ihr Brechungsexponent ist von dem der Lichtstrahlen nicht merklich verschieden.

Wenn man mit Sonnenlicht und einem Steinsalzprisma operirt, welches ein sehr breites Spectrum giebt, so kann man die wahre Zusammensetzung der Sonnenwärme studiren; es ergiebt sich auf diese Weise, daß sie Elemente von sehr verschiedener Brechbarkeit enthält, die zum Theil noch brechbarer sind als das violete Licht, zum Theil aber noch weniger brechbar als die rothen Strahlen. Das Maximum der Wirkung des Wärmespectrums der Sonne liegt noch jenseits der Gränze des rothen Endes des Lichtspectrum. Es zeigt sich auch, daß die meisten thermanisirenden Körper vorzugsweise die weniger brechbaren Wärmestrahlen absorbiren, die brechbareren aber durchlassen; da sie nun aber auch die Wärmestrahlen absorbiren, welche von Wärmequellen niedriger Temperatur kommen, so folgt, daß durch Erhöhung der Temperatur vorzugsweise die Menge der brechbareren Wärmestrahlen vermehrt wird.

Man sieht wohl ein, daß die Sonnenspectra solcher Prismen, welche aus anderen Substanzen verfertigt sind, nicht dieselbe Vertheilung der Wärme zeigen können, weil diese Substanzen die Wärmestrahlen in verschiedenem Verhältniß absorbiren. Diese Bemerkung reicht wohl hin, um die Verschiedenheit der Resultate zu erklären, welche die Physiker erhalten hatten, bevor Melloni das Princip des Thermanismus begründet hatte.

464 **Ungleichheit des Absorptions- und Diffusionsvermögens für die Strahlen verschiedener Wärmequellen.** Da die diathermanen Körper bald die Wärmestrahlen der einen, bald die der andern Wärmefarbe vorzugsweise absorbiren, so fragt es sich, ob nicht auch bei den athermanen Körpern etwas Aehnliches stattfindet, d. h. ob die athermanen Körper die Wärmestrahlen aller Arten mit gleicher Leichtigkeit absorbiren oder nicht?

Um diese Frage zu beantworten, stellte Melloni folgende Versuche an: Aus einer und derselben Kupfertafel wurde eine Anzahl Scheiben geschnitten, deren Durchmesser nur wenig größer war als der Durchmesser der äußern Oeffnung des an die thermoelectrische Säule angelegten conischen Reflectors; alle diese Scheiben wurden auf der einen Seite durch Ruß geschwärzt, auf der andern Seite aber mit einem gleichmäßigen Anstrich der zu prüfenden Substanz versehen; diese Scheiben wurden nun nach einander dicht vor die Oeffnung des conischen Reflectors gebracht, indem die geschwärzte Seite der Säule, die andere aber der Wärmequelle zugekehrt war. Durch die an der Vorderseite absorbirten Wärmestrahlen wurde die Platte erwärmt und sandte in Folge dessen auf der andern Seite Wärmestrahlen nach der Säule. Die folgende Tabelle enthält die Resultate dieser Versuche.

Namen der Körper	Glühendes Platin	Kupfer von 400°	Kupfer von 100°
Kienruß	100	100	100
Bleiweiß	56	89	100
Gaussenblase	54	64	91
Zusch	95	87	85
Gummilack	47	70	72
Blanke Metallfläche	13,5	13	13

Es ist hier das Absorptionsvermögen des Kienrußes mit 100 bezeichnet und damit das Absorptionsvermögen der anderen Körper verglichen worden, indem man einmal eine auf beiden Seiten berußte Scheibe und darauf die nur auf der einen Seite berußte, auf der andern mit dem zu untersuchenden Körper überstrichene vor die Säule setzte. Man sieht aus dieser Tabelle,

daß das Bleiweiß bei weitem weniger Wärmestrahlen absorbirt als der Kienruß, wenn das glühende Platin als Wärmequelle dient; die von dem auf 400° erwärmten Kupferblech ausgehenden Strahlen werden schon vollständiger vom Bleiweiß absorbirt; die Wärmestrahlen endlich, welche von der nur auf 100° erwärmten Wärmequelle ausgehen, werden durch das Bleiweiß eben so vollständig absorbirt als vom Kienruß.

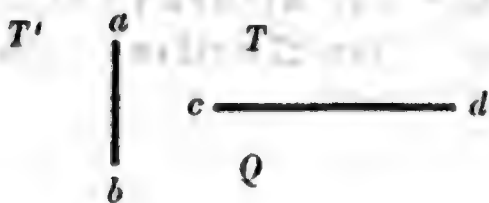
Der Tusch zeigt ein umgekehrtes Verhalten, er absorbirt die Strahlen, welche von einer Wärmequelle von geringer Temperatur herkommen, weniger gut als die vom glühenden Platin ausgesandten.

Das Bleiweiß absorbirt also vorzugsweise die weniger brechbaren Wärmestrahlen, der Tusch hingegen die brechbareren.

Der Kienruß absorbirt unter allen bekannten Körpern die Wärmestrahlen am vollständigsten, es folgt aber daraus doch noch nicht, daß er wirklich die Wärmestrahlen aller Wärmequellen in gleichem Verhältniß absorbirt. Die vollständige Kenntniß der Art und Weise, wie der Kienruß die verschiedenen Wärmestrahlen absorbirt, ist von der höchsten Wichtigkeit, weil alle Thermoskope, welche man zur Untersuchung der strahlenden Wärme anwendet, mit Ruß überzogen sind. Bei allen Untersuchungen mit der Thermosäule wurde stillschweigend angenommen, daß der Kienruß alle Wärmestrahlen gleichförmig absorbire, und alle aus den Beobachtungen mit diesem Instrument gezogenen Folgerungen würden falsch seyn, wenn diese Voraussetzung unwahr wäre; Melloni hat die Richtigkeit dieser Voraussetzung durch folgende Versuche bewiesen.

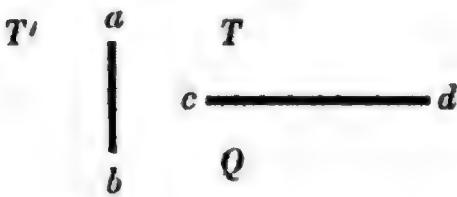
Es sey $a b$ eine auf beiden Seiten berußte Scheibe von Kupferblech, welche 15 bis 20 Centimeter Durchmesser hat. Vor der Scheibe $a b$ ist ein Metallschirm $c d$ aufgestellt, welcher die Thermosäule in T vor der directen Wirkung der von der Wärmequelle Q ausgehenden Strahlen schützt.

Fig. 965.



Die Thermosäule war am Ende einer horizontalen Alhidade befestigt, die um einen Stift drehbar war, welcher in der Richtung der durch den Mittelpunkt der Scheibe gehenden Verticallinie lag, so daß man die Thermosäule leicht von T nach T' und wieder zurückbringen konnte. Zuerst wurde die Säule in die Lage T' gebracht; die Scheibe $a b$ erwärmte sich durch die von Q ausgehenden und auf der Vorderseite von $a b$ absorbirten Strahlen, und in Folge dieser Erwärmung sandte dann die hintere Seite der Scheibe selbst Wärmestrahlen nach der Thermosäule. Man rückte die Wärmequelle so, daß das Maximum der Wirkung auf die Thermosäule in T' eine Ablenkung von ungefähr 12° hervorbrachte. Nun wurde die Säule nach T gebracht; jetzt mußte die Ablenkung größer seyn, denn die vordere

Versuch direct bewiesen. Die Wärmequelle *Q*, Fig. 966, und die thermoelectrische Säule *T* waren gerade ebenso aufgestellt, wie bei dem Versuche, durch welchen die Gleichheit des Absorptionsvermögens des Kienrußes für alle Wärmestrahlen bewiesen wurde, die dünne Metallscheibe *a b* war aber nur auf



der Rückseite geschwärzt, auf der Vorderseite hingegen mit Bleiweiß angestrichen; wenn sich nun die thermoelectrische Säule in *T'* befand, so wurde sie nur durch die von der Scheibe in Folge ihrer Erwärmung ausgestrahlte Wärme afficirt, befand sich aber die Säule in *T*, so wirkten außerdem auch noch die an der Vorderfläche zerstreuten Strahlen auf dieselbe. Die Resultate dieser Versuche waren folgende:

	Wirkungen der	
	hintern schwarzen Fläche	vordern weißen Fläche
Metall von 400°		
Ablenkungen	11,51°	15,96°
Kräfte	93	129
Glühendes Platin		
Ablenkungen	10,32°	18,68°
Kräfte	84	152
Locatelli's Lampe		
Ablenkungen	8,13°	21,05°
Kräfte	69	181

Es sind also

die Ausstrahlungen der Hinterfläche	93	84	69
Entsprechende Ausstrahlungen der Vorderfläche	129	152	181
Verhältniß beider	10/14	10/18	10/20

Die weiße Fläche hat also nicht gleiches Absorptions- und Diffusionsvermögen für alle Wärmearten. Die Strahlen des auf 400° erhitzten Metalls werden von derselben fast eben so gut absorbirt als von der schwarzen; eine stärkere Diffusion und eine geringere Absorption erleiden die Strahlen des glühenden Platins, und dieses Verhältniß ändert sich noch mehr für die

Auf diese Weise haben Dulong und Petit viele Versuche ausgeführt. Die folgende Tabelle enthält die Resultate einer solchen Versuchreihe, bei welcher stets dasselbe Thermometer angewandt wurde, während die Temperatur des Wasserbads an der Hülle *b* abgeändert wurde.

Temperaturüberschuß des Thermometers	Geschwindigkeit des Erkalstens				
	Hülle von 0°	Hülle von 20°	Hülle von 40°	Hülle von 60°	Hülle von 80°
240°	10,69°	12,40°	14,35°	"	"
220°	8,81	10,41	11,98	"	"
200°	7,40	8,58	10,01	11,64°	13,45°
180°	6,10	7,04	8,20	9,55	11,05
160°	4,89	5,67	6,61	7,68	8,95
140°	3,88	4,57	5,32	6,14	7,19
120°	3,02	3,56	4,15	4,84	5,64
100°	2,30	2,74	3,16	3,68	4,29
80°	1,74	1,99	2,30	2,73	3,19
60°	"	1,40	1,62	1,88	2,17

Unter Geschwindigkeit des Erkalstens ist immer die Temperaturerniedrigung zu verstehen, welche das Thermometer während einer Minute erleidet. Wenn z. B. die Hülle eine Temperatur von 0°, das Thermometer aber eine um 240° höhere Temperatur hat, so sinkt es in einer Minute um 10,69°; wenn aber das Thermometer auf 100° erkaltet ist, so nimmt seine Temperatur in einer Minute nur noch um 2,3° ab.

Newton hatte geglaubt, daß der Wärmeverlust eines Körpers in jedem Augenblicke seinem Temperaturüberschusse proportional sey; die oben angeführte Versuchreihe zeigt aber, daß dies nicht der Fall ist.

Wenn das Thermometer bei einem Temperaturüberschuß von 80° in einer Minute um 1,74° erkaltet, so müßte es nach dem Newton'schen Gesetz bei einem Temperaturüberschuß von 160° in einer Minute um 3,48° und bei 240° in einer Minute um 5,22° erkalten, während nach den Dulong'schen Versuchen bei einem Temperaturüberschuß von 160 und 240° die Erhaltung weit rascher vor sich geht.

Das Newton'sche Gesetz ist nur annähernd richtig, so lange der Temperaturüberschuß nur 40 bis 50° beträgt; die Erhaltungsgeschwindigkeit wächst in einem weit rascheren Verhältniß als der entsprechende Temperaturüberschuß.

Man sieht auch aus obiger Tabelle, daß bei gleichem Temperaturüberschuß die Geschwindigkeit des Erhaltens noch von der Temperatur der Hülle abhängig ist. Wenn z. B. die Hülle 80° warm ist, so ist bei gleichem Temperaturüberschuß die Geschwindigkeit des Erhaltens fast doppelt so groß als bei einer Hülle von 0° .

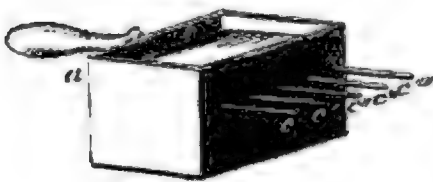
Versuche, welche mit Thermometern angestellt wurden, deren Kugeln verschiedene Durchmesser hatten, ergaben das Resultat, daß sich die Erkaltungsgeschwindigkeit umgekehrt wie der Durchmesser verhält; daß die Erkaltungsgeschwindigkeit von der Natur der Oberfläche abhängt, versteht sich von selbst.

Wenn der erkaltende Körper ringsum von Luft oder irgend einem andern Gas umgeben ist, so verliert er seine Wärme aus zwei Ursachen, nämlich durch Strahlung nach denselben Gesetzen wie im leeren Raume und durch die Berührung mit dem Gas, welches sich durch das Aufwärtsströmen der erwärmten Theilchen stets erneuert.

467 Verbreitung der Wärme durch Leitung. Nicht allein durch Strahlung, sondern auch bei unmittelbarer Berührung kann die Wärme von einem Körper zum andern übergehen und sich alsdann durch seine ganze Masse hindurch verbreiten; doch findet in Beziehung auf die Leichtigkeit, mit welcher die Wärme in einen Körper übergeht und sich durch seine Masse verbreitet, eine große Ungleichheit zwischen verschiedenen Körpern Statt; in manchen verbreitet sich die Wärme außerordentlich leicht, während in andern die Wärme weniger leicht von einem Theilchen zum andern übergeht. Ein Schwefelhölzchen, welches an einem Ende brennt, kann man am andern Ende noch zwischen den Fingern halten, ohne nur eine Temperaturerhöhung des Holzes zu fühlen, die hohe Temperatur des brennenden Endes theilt sich also nicht so leicht der übrigen Masse des Holzes mit, das Holz ist ein schlechter Wärmeleiter; einen gleichlangen Metalldraht aber, den man an dem einen Ende glühend gemacht hat, kann man am andern Ende nicht anfassen, ohne sich zu verbrennen, die Wärme verbreitet sich also leicht von dem glühenden Ende aus durch das ganze Stäbchen, das Metall ist also ein guter Wärmeleiter.

Um zu zeigen, wie ungleich die Fähigkeit verschiedener Körper ist, die Wärme fortzuleiten, kann man den Fig. 969 dargestellten von Ingenhouß angegebenen Apparat anwenden. In die eine Seitenwand eines Kastens

Fig. 969.



von Blech sind mehrere, aus den zu vergleichenden Substanzen verfertigte Stäbchen eingesteckt, welche sämmtlich gleichen Durchmesser haben müssen und sämmtlich mit einer Schicht von Wachs überzogen sind; wenn man nun kochendes Wasser oder heißes Del in den Ka-

sten gießt, so wird die Wärme auch mehr oder weniger weit in die Stäbchen vordringen und den Wachsüberzug schmelzen. Nehmen wir an, das eine Stäbchen sey von Kupfer, eines von Eisen, ein drittes von Blei, das vierte von Glas, das letzte von Holz, so wird die Wachsschicht des Kupferstäbchens schon vollständig bis ans Ende geschmolzen seyn, während bei allen anderen Stäbchen die Schmelzung des Wachses noch nicht so weit vorgeschritten ist; das Kupfer ist also unter diesen fünf Körpern der beste Wärmeleiter. Für das Eisenstäbchen schreitet die Schmelzung des Wachses rascher voran als für das Bleistäbchen, und während das Wachs auf dem Kupferstabe ganz weggeschmolzen ist, ist die Wachsschicht auf dem Glasstabe nur auf eine sehr unbedeutende Strecke geschmolzen, an dem Holzstäbchen ist aber kaum ein Anfang des Schmelzens wahrzunehmen, das Holz ist also in der That unter diesen Körpern der schlechteste Wärmeleiter.

Unter allen Körpern sind die Metalle die besten, Asche, Seide, Haare, Stroh, Wolle u. s. w., überhaupt die lockeren Körper, die schlechtesten Wärmeleiter.

Im practischen Leben machen wir von der guten oder schlechten Wärmeleitungsfähigkeit verschiedener Körper zahlreiche Anwendungen. Gegenstände, die man vor der Erkaltung schützen will, umgiebt man mit schlechten Wärmeleitern; man umwickelt Bäume und Sträucher des Winters mit Stroh, um sie vor dem Erfrieren zu schützen; unsere Kleider halten warm, weil sie aus schlechten Wärmeleitern verfertigt sind. In einem kupfernen Gefäße bringt man unter sonst gleichen Umständen eine Flüssigkeit weit eher ins Kochen, als in einem Porzellangefäße von derselben Wanddicke.

Wenn das eine Ende eines Metallstabes mit einer constanten Wärmequelle in Berührung gebracht wird, so erwärmt sich der ganze Stab allmählig mehr und mehr, doch wird seine Temperatur am andern Ende nie so hoch steigen können, als an der unmittelbar erwärmten Stelle. Wenn der Stab über eine gewisse Zeit hinaus mit der Wärmequelle in Berührung bleibt, so steigt seine Temperatur an keiner Stelle weiter, sondern es tritt ein Gleichgewichtszustand ein, bei welchem die Temperatur des Stabes mit der Entfernung von der Quelle immer geringer wird.

Denken wir uns den Stab seiner ganzen Länge nach durch Querschnitte in ganz dünne Scheibchen zerlegt, so wird ein Gleichgewicht der Erwärmung stattfinden, wenn jedes Scheibchen in jedem Augenblicke eben so viel Wärme von der Wärmequelle her aufnimmt, als es wieder abgibt. Nun aber giebt jedes Scheibchen nicht nur Wärme an das nächstfolgende ab, sondern es verliert auch seitwärts Wärme an die Umgebung, jede folgende Schicht des Metallstabs empfängt also offenbar weniger Wärme als die vorhergehende, und somit ist klar, daß die Erwärmung des Stabs an ver-

schiedenen Stellen um so geringer seyn wird, je weiter sie von der Wärmequelle entfernt sind.

Diese Abnahme der Temperatur mit der Entfernung von der Wärmequelle übersieht man sehr gut in folgendem von Despres angestellten Versuche, Fig. 970. In einer vierseitigen Metallstange, an welcher jede

Fig. 970.



Seite des Querschnitts 21 Millimeter betrug, waren von Decimeter zu Decimeter Löcher von 6^{mm} Durchmesser und 14^{mm} Tiefe angebracht. Diese Löcher waren mit Quecksilber ausgefüllt und in dieses waren die zur Beobachtung der Temperatur dienenden Thermometer eingesenkt. Das eine

Ende des horizontal liegenden Metallstabs wurde durch eine Weingeistlampe erwärmt. Es dauerte in der Regel zwei bis drei Stunden, bis die Temperatur des Stabes ihren Gleichgewichtszustand erreicht hatte. Ein Stab von Kupfer gab folgende Resultate:

Entfernung der Thermometer
von der Wärmequelle.

100^{mm}

200

300

400

500

600

Erhöhung der Temperatur der
Thermometer über die Tempe-
ratur der umgebenden Luft.

86,4°

46,3

32,6

24,5

18,6

16,2

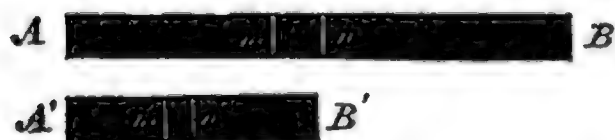
Man sieht hieraus, daß der Temperaturüberschuß jedes folgenden Thermometers 1,4 mal geringer ist als für das vorhergehende, wenn also die Entfernungen von der Wärmequelle in arithmetischer Reihe wachsen, so nehmen die entsprechenden Temperaturerhöhungen in geometrischer Reihe ab. Diese Regelmäßigkeit der Temperaturabnahme findet jedoch bei schlechteren Wärmeleitern nicht mehr Statt.

Nehmen wir an, es gäbe ein anderes Metall, welches die Wärme in einem solchen Verhältnisse schlechter leitet, als das Kupfer, daß, wenn man mit einem Stabe von denselben Dimensionen denselben Versuch anstellt, alle Thermometer einen nur halb so großen Temperaturüberschuß zeigten, so würde offenbar der Temperaturüberschuß eines jeden Querschnitts des schlechter leitenden Stabes gerade eben so groß seyn als der Temperaturüberschuß eines doppelt so weit von der Wärmequelle entfernten Quer-

schnittes im Kupferstabe; und wenn man aus dem schlechter leitenden Metalle einen Stab machte, welcher bei sonst gleichen Dimensionen nur halb so lang ist als der Kupferstab, so würden die Enden beider Stäbe gleiche Temperatur zeigen.

In Fig. 971 möge $A B$ den Kupferstab, $A' B'$ den schlechter leitenden Metallstab von halber Länge darstellen; wenn die Enden A und A' mit

Fig. 971.



einer und derselben Wärmequelle in Berührung sind, so werden nach unserer Voraussetzung die Enden B und B' auch gleiche Temperatur haben, wenn die Temperatur an allen Stellen der beiden Stäbe stationär geworden ist. Nehmen wir an,

der Querschnitt n' liege halb so weit von B' als n von B , so werden auch die Temperaturen der Querschnitte n und n' gleich seyn; weil aber $n B$ noch einmal so groß ist als $n' B'$, so wird das Ende $n B$ des Kupferstabs in gleicher Zeit doppelt so viel Wärme an die Umgebung ausstrahlen als das Endstück $n' B'$ des andern Stabes, in gleichen Zeiten muß also dem Ende $n B$ des Kupferstabes doppelt so viel Wärme zugeführt werden als dem Ende $n' B'$ des andern Stabes. Wenn ferner die Länge $m n$ doppelt so groß ist als $m' n'$, so werden auch die Schichten m im einen und m' im andern Stabe gleiche Temperatur haben, und wenn in gleichen Zeiten durch das Stück $m n$ des Kupferstabs dieselbe Wärmemenge hindurchginge wie durch das Stück $m' n'$ des andern Stabes, so würde das Wärmeleitungsvermögen des Kupfers offenbar doppelt so groß seyn als das des andern Metalls. Nun geht aber durch das Stück $m n$ des Kupferstabes in derselben Zeit doppelt so viel Wärme hindurch als durch das Stück $m' n'$ des andern Stabes, weil ja das Ende $n B$ des Kupferstabes in gleichen Zeiten doppelt so viel Wärme ausstrahlt als das Ende $n' B'$, folglich würde für unsern Fall die Wärmeleitungsfähigkeit des Kupfers 4mal so groß seyn als die Wärmeleitungsfähigkeit des andern Metalles.

Wenn wir diese Betrachtungsweise allgemeiner machen, so kommen wir zu dem Schluß, daß für Stäbe verschiedener Metalle von gleichen Dimensionen die Wärmeleitungsfähigkeit sich verhält wie das Quadrat der Entfernungen von der Wärmequelle, in welchen man unter sonst gleichen Umständen gleiche Temperaturüberschüsse beobachtet.

Auf diese Weise hat Desprez folgende Verhältniszahlen für das Wärmeleitungsvermögen der Metalle gefunden:

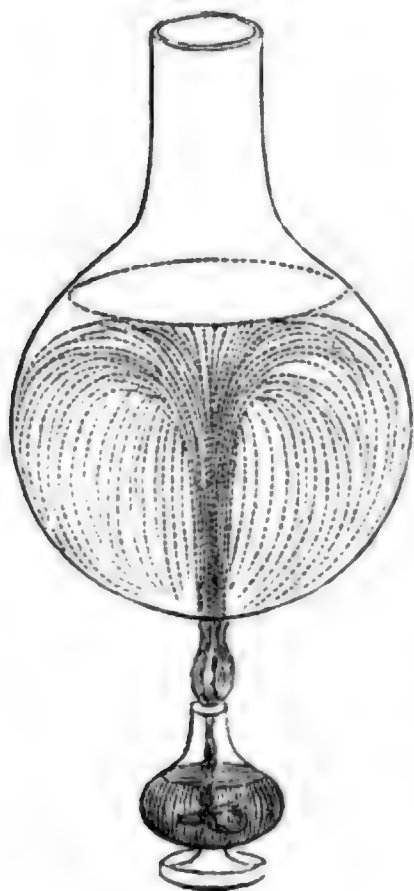
Gold	1000	Eisen	374
Platin	981	Zink	363
Silber	973	Zinn	303
Kupfer	898	Blei	180

Man nimmt gewöhnlich für die Leitungsfähigkeit des Marmors den Werth 23, für Porzellan den Werth 12 u. s. w., doch ist die Richtigkeit dieser Werthe sehr zweifelhaft, denn die oben angeführte Bestimmungsmethode läßt sich hier nicht mehr mit Zuversicht anwenden, weil bei diesen sehr schlechten Wärmeleitern der Temperaturüberschuß nicht nach dem Gesetze abnimmt, wie dies bei guten Wärmeleitern der Fall ist.

Wenn die eben angeedeutete Bestimmungsmethode anwendbar seyn soll, so muß das Ausstrahlungsvermögen der Oberflächen stets dasselbe seyn; man überzieht deshalb die zum Versuche bestimmten Metallstäbe mit Kienruß.

468 Wärmeleitungsfähigkeit der Flüssigkeiten und Gase. In den Flüssigkeiten verbreitet sich die Wärme meistens durch Strömungen, welche dadurch entstehen, daß die erwärmten Theilchen wegen ihrer geringeren Dichtigkeit immer in die Höhe steigen. Man kann diese Strömungen leicht sichtbar machen, wenn man Sägespähne in Wasser wirft, welches sich in einem Glasgefäße befindet, und dann von Unten her langsam erwärmt, Fig. 972. Man sieht, wie die Strömung in der Mitte aufwärts, an der

Fig. 972.



Seite aber abwärts gerichtet ist. Wenn man eine Flüssigkeit von Oben her erwärmt, so daß das hydrostatische Gleichgewicht nicht gestört wird, so kann sich die Wärme nur in derselben Weise durch die Masse der Flüssigkeit verbreiten, wie dies bei festen Körpern der Fall ist, nämlich durch Leitung, indem die Wärme von einer Schicht zur andern übergeht. In solchen Fällen verbreitet sich die Wärme aber nur sehr langsam durch die Masse der Flüssigkeit, die Flüssigkeiten sind also sehr schlechte Wärmeleiter.

Um sich von der schlechten Leitungsfähigkeit der Flüssigkeiten zu überzeugen, braucht man nur die Kugel eines Thermometers in kaltes Wasser zu tauchen und dann heißes Del auf das Wasser zu gießen; man wird selbst in den obersten Wasserschichten kaum eine Temperaturerhöhung wahrnehmen können.

Desprez hat die Leitungsfähigkeit des Wassers bestimmt, indem er Wassersäulen von 1 Meter Höhe und 0,2 bis 0,4 Meter Durchmesser von obenher durch beständige Erneuerung von heißem Wasser erwärmte. Es dauerte ohngefähr 30 Stunden, bis die Temperatur der Wassersäule an allen Stellen stabil wurde. Aus diesen Versuchen folgt, daß die Wärmeleitungsfähigkeit des Wassers ohngefähr 95mal geringer ist als die des Kupfers; in der obigen Tabelle müßte also die Leitungsfähigkeit des Wassers durch 9 bis 10 ausgedrückt werden.

Die Luft und die Gase überhaupt sind ebenfalls sehr schlechte Wärmeleiter, doch läßt sich ihr Wärmeleitungsvermögen durch Thermometer, die man etwa in verschiedenen Schichten der zu untersuchenden Luftmasse anbringen wollte, wegen der Wärmestrahlung nicht ermitteln. Daß jedoch die Gase überhaupt, und die Luft insbesondere schlechte Wärmeleiter sind, geht daraus hervor, daß Körper, welche von allen Seiten von Luftschichten umgeben sind, nur sehr langsam erwärmt und erkaltet werden können, wenn nur der Wechsel der Luftschichten verhindert wird. Dadurch erklärt sich die Wirksamkeit der doppelten Fenster und der doppelten Thüren, um ein Zimmer warm zu halten. Das schlechte Leistungsvermögen lockerer Körper, wie Stroh, Wolle u. s. w., rührt größtentheils daher, daß die zahllosen Zwischenräume mit Luft ausgefüllt sind. Solche Körper, von denen wir sagen, daß sie warm halten, wie z. B. unsere Kleider, Stroh, sind nicht selbst warm, ihre Wirkung beruht nur auf ihrer schlechten Wärmeleitungsfähigkeit; wenn man Eis in solche Körper einhüllt, so verhindern sie das Schmelzen desselben, weil sie die äußere Wärme abhalten.

Z w e i t e s K a p i t e l.

Calorimetrie.

469 **Mittel, die Wärmequantitäten zu vergleichen.** Wir nehmen als einen für sich selbst einleuchtenden Grundsatz an, daß stets dieselbe Wärmemenge nöthig sey, um dieselbe Wirkung hervorzubringen. Wenn z. B. ein Kilogramm Eisen von 10° durch irgend eine Ursache bis zu einer Temperatur von 11° erwärmt wird, so ist dazu immer ein und dieselbe Wärmemenge nöthig, mag die Wärme nun von der Sonne oder von einem Heerde kommen, mag sie durch Berührung oder durch Strahlung dem Eisen mitgetheilt werden. Ebenso wird stets dieselbe Wärmemenge nöthig seyn, um 1 Kilogramm Eis von 0° zu schmelzen, und so ist denn auch stets eine bestimmte Quantität von Wärme nöthig, um 1 Kilogramm Wasser von 100° zu verdampfen. Die Wärmemengen müssen aber auch dem Gewichte der Substanzen proportional seyn, auf welche sie wirken, um einen bestimmten Effect hervorzubringen, d. h. um die Temperatur von 100 Kilogrammen Eisen von 10° auf 11° zu erhöhen, um 100 Kilogrammen Eis zu schmelzen oder 100 Kilogrammen Wasser zu verdampfen, hat man eine 100mal größere Wärmemenge nöthig, als wenn man dieselben Effecte nur an 1 Kilogr. dieser Substanzen hervorbringen wollte.

Eine Substanz hat eine größere oder geringere Wärmecapacität, je nachdem eine größere oder geringere Wärmemenge nöthig ist, um eine bestimmte Temperaturveränderung, etwa eine Temperaturerhöhung von 1° , hervorzubringen; die dazu nöthige Wärmemenge aber nennt man die *specifische Wärme* dieser Substanz. Zwei Körper haben gleiche Wärmecapacitäten, wenn sie bei gleichem Gewichte derselben Wärmemenge bedürfen, damit ihre Temperatur um 1° erhöht wird; dagegen ist die Wärmecapacität des einen Körpers 2mal, 3mal und 4mal so groß als die des andern, wenn dazu eine 2, 3, 4mal größere Wärmemenge nöthig ist.

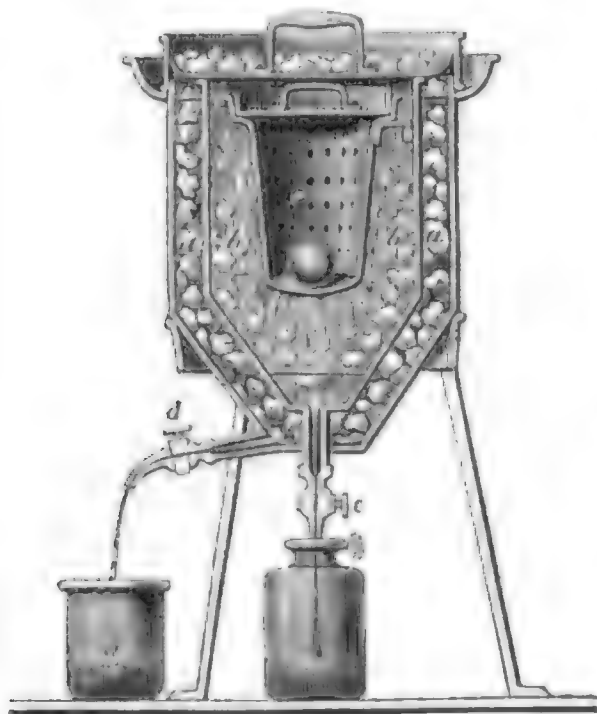
Ein und derselbe Körper kann eine veränderliche Wärmecapacität haben, was z. B. beim Platin der Fall ist, welches eine größere Wärmemenge bedarf, um von 100° auf 101° erwärmt zu werden, als wenn man seine Temperatur von 0° auf 1° erhöhen will. Die Wärmecapacität des Wassers dagegen ist constant, weshalb man sie auch zur Einheit gewählt hat.

Aus diesen Definitionen geht hervor, daß ein Körper, dessen Gewicht m und dessen Wärmecapacität c ist, bei einer Temperaturerhöhung oder einer Temperaturerniedrigung von t° eine Wärmemenge aufnimmt oder verliert, welche durch das Product $m c t$ ausgedrückt ist.

Um die specifische Wärme der Körper zu bestimmen, hat man drei verschiedene Methoden befolgt, nämlich die Methode des Eis schmelzens, die Mischungsmethode und die Erkaltungsmethode.

Calorimeter von Lavoisier und Laplace. In Fig. 973 ist ein 470

Fig. 973.



Eisenblech besteht, von denen das größte das mittlere und dieses wieder das kleinste einhüllt. Der Zwischenraum zwischen dem ersten und zweiten Gefäße ist mit Eisstücken gefüllt; und das in diesen Raum durch Schmelzung des Eises gebildete Wasser fließt durch den Hahn *d* ab; der Zwischenraum zwischen dem zweiten und dritten Gefäße ist gleichfalls mit Eisstücken gefüllt und das hier gebildete Wasser fließt durch den Hahn *e* ab.

Wenn man nun in den innersten Raum den zu untersuchenden Körper bringt, so wird er bis auf 0 Grad

erkalten; alle Wärme, welche er abgegeben hat, diente nur, um Eis zu schmelzen, welches durch den Hahn *e* abfloß, und wenn man die Masse und die anfängliche Temperatur des in den innersten Raum gebrachten Körpers kennt, wenn man ferner weiß, wie viel Eis durch die von ihm abgegebene Wärme geschmolzen wurde, so kann man leicht die specifische Wärme dieses Körpers berechnen.

Ein Beispiel mag dies erläutern: gesetzt, man habe eine auf 100° erwärmte eiserne 2 Kilogramme schwere Kugel in das Calorimeter gebracht, so würde die von ihr während ihres Erkalten bis auf 0° abgegebene Wärme ohngefähr 293 Milligramme Eis geschmolzen haben. Nun aber werden wir bald sehen, daß die Wärme, welche 1 Kilogramm Wasser von 75 Graden abgiebt, um auf 0° zu erkalten, gerade hinreicht, um 1 Kilogramm Eis zu schmelzen; hätte man also 2 Kilogramme Wasser von 75° in den Apparat gebracht, so würden 2 Kilogramme Eis geschmolzen worden seyn, 2 Kilogramme Wasser von 100° würden also 2,666 Kilogramme Eis geschmolzen haben. Wir sehen also, daß, wenn gleiche Massen Wasser und Eisen von 100° auf 0° erkalten, aus beiden nicht gleiche Wärmemengen austreten, sondern daß bei dieser Erkaltung das Eisen viel weniger und zwar 0,11mal weniger Wärme abgiebt als das Wasser. Um also gleiche Massen Eisen und Wasser von 0° auf 100° zu erwärmen, braucht

man auch dem Eisen nur 0,11mal weniger Wärme zuzuführen als dem Wasser, die spezifische Wärme des Eisens ist also 0,110, wenn wir die des Wassers zur Einheit nehmen.

Das Eis in dem äußern Mantel des Calorimeters dient nur dazu, die Wärme der äußern Umgebung abzuhalten, so daß man überzeugt seyn kann, daß alles Wasser, welches durch den Hahn *e* abfließt, durch die Wärme gebildet worden ist, welche der in den innersten Theil des Calorimeters gebrachte Körper abgegeben hat, und daß in dem zweiten Mantel des Apparates kein Eis durch die von Außen eindringende Wärme geschmolzen werden kann.

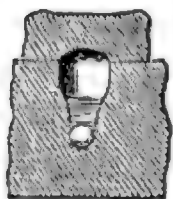
Die Körper, deren spezifische Wärme bestimmt werden soll, werden, bevor man sie in den Apparat bringt, dadurch bis zu einem bestimmten Temperaturgrade erwärmt, daß man sie in heißes Wasser oder heißes Del taucht. Wenn sie so lange in der Flüssigkeit waren, daß man überzeugt seyn kann, daß sie dieselbe Temperatur haben, werden sie rasch in das Calorimeter gebracht. Wenn die Menge der anhängenden heißen Flüssigkeit nur etwas bedeutend ist, darf dieser Umstand bei der Berechnung der Resultate nicht unberücksichtigt bleiben.

Diese Methode läßt sich nicht für alle Substanzen anwenden, weil man sie nicht immer in hinreichender Menge und in passender Form erhalten kann.

Statt der Eisstücke darf man wenigstens in dem zweiten Mantel keinen Schnee anwenden, weil derselbe das Wasser, welches durch die Schmelzung erzeugt wird, theilweise auffaugen und also das Ausfließen durch den Hahn *e* verhindern würde. Aus demselben Grunde darf das Eis auch nicht zu fein gestoßen seyn.

Die spezifische Wärme von Körpern, die man in passender Form erhalten kann, läßt sich nach der Methode des Eisschmelzens auch

Fig. 974.



in folgender Weise ermitteln; man macht in ein massives festes Eisstück eine Höhlung, in welche man den erwärmten Körper bringt, Fig. 974, und sie dann mit einem Deckel von Eis bedeckt. Dies Verfahren kann ziemlich genaue Resultate geben, wenn die Temperatur

des Eisstückes sowohl als die der umgebenden Luft 0° ist.

471 **Mischungsmethode.** Diese Methode besteht im Wesentlichen darin, daß man eine gewogene Menge des zu untersuchenden Körpers bis auf eine bestimmte Temperatur erwärmt und dann in ein Gefäß mit Wasser eintaucht, dessen Temperatur durch Abkühlung jenes Körpers erhöht wird; kennt man nun die Quantität des Kühlwassers, hat man ermittelt, welche Temperaturerhöhung es durch die Abkühlung des eingetauchten Körpers erleidet, so läßt sich daraus die spezifische Wärme dieses Körpers berechnen.

Nehmen wir an, eine 200 Gramm schwere bis zu 100° erwärmte Platinkugel sey in eine 15° warme Wassermasse von 105 Gramm eingetaucht worden und habe sie durch seine Abkühlung auf 20° , also um 5° erwärmt, so ist klar, daß die 200 Gramm Platin um 80° abgekühlt werden mußten, um 105 Gramm Wasser um 5° zu erwärmen. Dieselbe Wärmemenge, welche die Platinkugel abgegeben hat, würde aber demnach auch hingereicht haben, um die Temperatur von 525 Gramm Wasser um 1° zu erhöhen. Wäre die Platinkugel nur 1 Gramm schwer gewesen, so hätte die von ihr bei einer Temperaturerniedrigung von 80° abgegebene Wärmemenge auch nur $\frac{525}{200}$, also nur 2,625 Gramm Wasser um 1° oder 1 Gramm Wasser um $2,625^{\circ}$ erwärmen können. Daraus geht aber hervor, daß dieselbe Wärmemenge, welche die Temperatur von 1 Gramm Platin um 80° erhöht, die Temperatur einer gleichen Wassermasse nur um $2,625^{\circ}$ erhöhen kann, das Platin bedarf also nur $\frac{2,625}{80}$, also 0,0328mal weniger Wärme, um eine gleiche Temperaturerhöhung zu erfahren wie eine gleiche Wassermasse; die specifische Wärme des Platins ist demnach 0,0328.

Bezeichnen wir mit m das Gewicht und mit t die Temperaturerhöhung des Kühlwassers (in dem eben berechneten Beispiel 105 Gramm und 5°); mit m' und t' das Gewicht und die Temperaturerniedrigung des abgekühlten Körpers (in unserm Beispiel 200 Gramm Platin und 80°), so ergibt sich aus der eben für einen concreten Fall durchgeführten Betrachtungsweise für die Berechnung der specifischen Wärme c des abgekühlten Körpers folgende Formel

$$c = \frac{m \cdot t}{m' t'}$$

das heißt in Worten, man findet die specifische Wärme des abgekühlten Körpers, wenn man sein Gewicht mit seiner Temperaturerniedrigung multiplicirt und mit diesem Product in das Product dividirt, welches man erhält, wenn man das Gewicht des Kühlwassers mit seiner Temperaturerhöhung multiplicirt.

Ist die specifische Wärme eines erhigten Körpers bekannt, so kann man nach dieser Formel, wie Pouillet gezeigt hat, aus der Temperaturerhöhung, welche das Kühlwasser beim Ablöschen desselben erleidet, die Temperatur berechnen, welche er hatte, denn nach dieser Formel ist

$$t' = \frac{m \cdot t}{m' c}$$

Nehmen wir an, man hätte eine 200 Gramm schwere Platinkugel in dem Feuer eines Ofens erhitzt, sie dann in einer Wassermasse von 1000 Gramm abgelöscht, und dadurch wäre die Temperatur des Wassers von 13° auf 20° , also um 7° erhöht worden, so haben wir $m = 1000$, $m' = 200$, $t = 7$; die spezifische Wärme des Platins $c = 0,033$, so ergibt sich

$$t' = \frac{1000 \cdot 7}{200 \cdot 0,033} = \frac{7000}{6,6} = 1061.$$

Die Temperatur der heißen Platinkugel wäre demnach 1061° über 20° , also 1081° , gewesen. Dieses Resultat ist jedoch nur eine erste Annäherung, weil, wie Pouillet gezeigt hat, die spezifische Wärme des Platins für höhere Temperaturen zunimmt. Aus einer Tabelle, die alsbald folgen wird, sieht man, daß für eine Temperatur von 1000° , und das ist ja, wie wir aus der ersten Näherungsrechnung sehen, die Temperatur, welche die Platinkugel ungefähr hatte, die spezifische Wärme des Platins gleich $0,0373$ ist. Diesen Werth haben wir also für c in obige Gleichung zu setzen, und dann ergibt sich

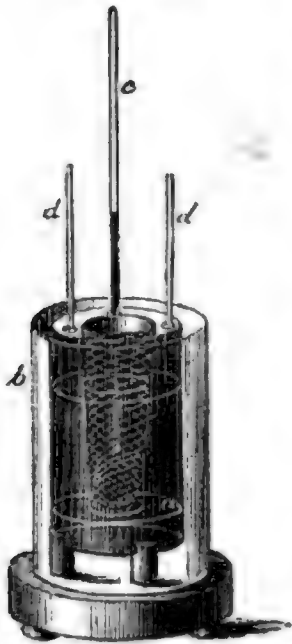
$$t' = \frac{1000 \cdot 7}{200 \cdot 0,0373} = \frac{7000}{7,46} = 938.$$

Die Temperatur der Platinkugel war demnach $938 + 20 = 958^{\circ}$. Auf diese Weise kann die Kenntniß der specifischen Wärme zur Bestimmung hoher Temperaturen dienen. Pouillet fand nach dieser Methode die Temperatur des schmelzenden Eisens gleich 1500 bis 1600° .

Wenn diese Methode brauchbare Resultate geben soll, so muß die Wassermasse so groß seyn, daß sie durch die Abkühlung des hineingebrachten Körpers nur um wenige Grade über die Temperatur der umgebenden Luftmasse erwärmt wird; dann aber muß man auch die Temperaturerhöhung des Gefäßes in Rechnung bringen. Wäre z. B. das Gefäß von Kupferblech und n Gramm schwer, so ist klar, daß zu einer bestimmten Temperaturerhöhung dieses Gefäßes eben so viel Wärme nöthig ist, als um die Temperatur einer $n \cdot 0,095$ Gramm schweren Wassermasse um eben so viel Grade zu erhöhen, weil die spezifische Wärme des Kupfers $0,095$ von der des Wassers ist. Man kann allgemein sagen, die Temperaturerhöhung eines n Gramm schweren Gefäßes erfordert eben so viel Wärme wie eine gleiche Temperaturerhöhung einer $n \cdot c$ Gramm schweren Wassermasse, wenn c die spezifische Wärme der Gefäß-Substanz bezeichnet.

Die Fig. 975 stellt den Apparat dar, welchen Pouillet zur Bestim-

Fig. 975.



mung der specifischen Wärme des Platins anwandte; *a* ist ein Gefäß von dünnem Kupferblech, welches auf einer Holzplatte steht, die durch drei Korkstücke getragen wird; *b* ist ein ähnliches Gefäß, welches das erstere umgiebt und welches Luftströmungen und unfällige Temperaturveränderungen von demselben abhält. Der Deckel des inneren Gefäßes hat in der Mitte ein ziemlich großes Loch und trägt ein Körbchen von dünnem Kupferdraht, in welches der abzukühlende Körper hineingeworfen wird. Die Temperaturerhöhung des Wassers wird an dem Thermometer *e* abgelesen. Am untern Ende der Stäbchen *d* ist eine ringförmige dünne Scheibe befestigt, welche auf und nieder bewegt wird, um die Wärme im Wasser möglichst gleichförmig zu vertheilen und die

Abkühlung des eingebrachten Körpers möglichst zu beschleunigen; in dieser Scheibe muß natürlich außer der großen Oeffnung in der Mitte noch ein kleineres Loch gemacht seyn, durch welches das Thermometer hindurchgeht. Wenn der heiße Körper in das Wasser hineingeworfen worden ist, so ist er schon nach 30 bis 40 Sekunden gänzlich abgekühlt, denn in dieser Zeit hat das Thermometer *e* das Maximum seiner Temperaturerhöhung erreicht.

Man muß mehrere solcher Apparate von verschiedener Größe haben, damit man stets einen solchen wählen kann, daß die Temperaturerhöhung des Kühlwassers höchstens 4 bis 5° beträgt. Je größer die Masse des abzukühlenden Körpers und je höher seine Temperatur ist, desto größer muß natürlich die Masse des Kühlwassers seyn.

Die neuesten und genauesten Versuche über die specifische Wärme hat Regnault, und zwar nach der Methode der Mischung, angestellt. Er erwärmte die zu untersuchenden Körper in einem ringsum von den Dämpfen des kochenden Wassers umgebenen Raume und hatte die Einrichtung getroffen, daß sie aus diesem Raume unmittelbar in das Kühlwasser herabgelassen werden konnten. Für solche Körper, die in Wasser löslich sind, wandte Regnault statt desselben Terpentinöl als Abkühlungsflüssigkeit an, nachdem er zuvor die specifische Wärme des Terpentinöls bestimmt hatte.

Methode des Erkaltens. Wenn ein erwärmter Körper in einen Raum gebracht wird, in dem er nur durch Wärmestrahlung erkalten kann, so wird er unter übrigens gleichen Umständen um so langsamer erkalten, je größer seine specifische Wärme ist. Darauf gründete zuerst Mayer ein Verfahren, um die specifische Wärme der Körper zu ermitteln; später haben

Dulong und Petit nach dieser Methode die specifische Wärme einer Reihe von Körpern mit großer Sorgfalt bestimmt.

Der Apparat, den sie anwandten, ist Fig. 976 dargestellt. Er besteht

Fig. 976.

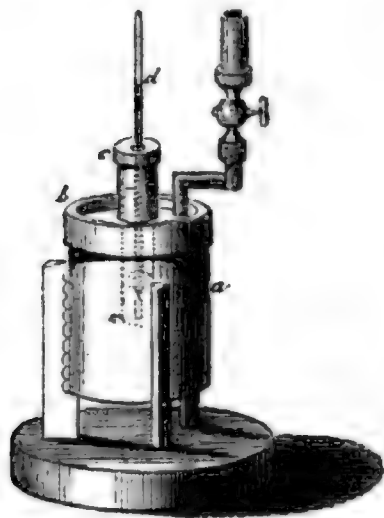


Fig. 977.



aus einem bleiernen Behälter *a*, welches luftleer gemacht wird. In der Mitte des Deckels befindet sich eine metallene Hülse *c*, in welche ein Thermometer *d* eingekittet ist, dessen cylindrisches Reservoir sich in der Mitte eines kleinen silbernen Gefäßes *e* befindet, wie man dies deutlicher in Fig. 977 sieht. Dieses silberne Gefäß ist an Fäden aufgehängt und enthält die

zum Versuch bestimmte Substanz. Wenn dieser Körper ein fester ist, so wird er gepulvert, und das Pulver fest in das silberne Gefäß hineingedrückt, so daß das Reservoir des Thermometers ganz von dem Pulver umgeben und das Silbergefäß ganz ausgefüllt ist. Das Silbergefäß wird nun mit der darin enthaltenen Substanz 15 bis 20° erwärmt und in das bleierne Gefäß *a* hineingebracht, welches selbst in ein Wasserbad von constanter Temperatur eingetaucht ist. Nun wird das Gefäß *a* luftleer gemacht, und man beobachtet, wie viel Zeit nöthig ist, damit das Thermometer von einer Temperatur, welche die Temperatur des Wasserbades um 10° übersteigt, um 5° fällt.

Wenn nun die silberne Hülle in gleichen Zeiten gleich viel Wärme ausstrahlt, so ist offenbar der Wärmeverlust, welchen die ganze Masse während der Temperaturerniedrigung von 5° erleidet, der Zeit proportional, welche zu dieser Erkaltung nöthig ist.

Gesetzt nun, für irgend eine Substanz sey diese Zeit gleich *z*, für eine andere sey sie *z'*, so verhalten sich offenbar die während einer Temperaturerniedrigung von 5° abgegebenen Wärmemengen wie *z* zu *z'*; wenn aber *m* und *m'*, *c* und *c'* die Gewichte und die Wärmecapacitäten der beiden Körper sind, so sind die Wärmemengen, welche sie während einer Temperaturerniedrigung von 5° abgeben, 5 *m c* und 5 *m' c'*, man hat also

$$\frac{m c}{m' c'} = \frac{z}{z'}$$

und danach läßt sich das Verhältniß der Wärmecapacitäten *c* und *c'* berechnen; doch muß man, wenn die Rechnung genaue Resultate geben soll, auch

noch die von der Silberhülle selbst und dem Thermometer abgegebene Wärme in Rechnung bringen.

Regnault hat gezeigt, daß diese Methode keine ganz zuverlässigen Resultate geben kann, weil sie Vieles voraussetzt, was nicht bewiesen ist; sie setzt nämlich voraus, daß das Erkalten durch alle Parthieen der Substanz gleichmäßig vor sich geht und daß alle Substanzen ihre Wärme mit gleicher Leichtigkeit an die Silberhülle abgeben.

Resultate der Versuche über die specifische Wärme. Die Be- 473
stimmung der specifischen Wärme erhielt durch die Arbeiten von Dulong und Petit eine große Wichtigkeit für die Chemie, indem sie fanden, daß das Product, welches man erhält, wenn man die specifische Wärme eines Elements mit seinem Atomgewichte multiplicirt, stets denselben Werth habe. So fanden sie z. B. die specifische Wärme des Eisens gleich 0,1100; das Atomgewicht dieses Metalls ist aber 339,2, und das Product dieser beiden Größen ist gleich 37,31. Multiplicirt man die specifische Wärme des Kupfers 0,0949 mit seinem Atomgewicht 395,7, so erhält man das Product 37,55, einen Werth, welcher mit dem für das Eisen gefundenen fast vollkommen übereinstimmt. Ebenso fand sich, daß dieses Product für alle metallischen Elemente fast genau denselben Werth habe, es schien also das Gesetz begründet zu seyn, daß die specifische Wärme der metallischen Elemente ihrem Atomgewicht umgekehrt proportional sey.

Dadurch war nun ein Mittel mehr gegeben, das Atomgewicht eines Körpers kennen zu lernen und die Werthe der auf anderm Wege gefundenen Atomgewichte zu controlliren. Die Atomgewichte der Elemente waren zu der Zeit, wo Dulong und Petit diese Arbeiten ausführten, noch nicht so fest bestimmt als jetzt; oft hatte man für denselben Körper unter mehreren Atomgewichten zu wählen, und Dulong und Petit wählten natürlich das mit ihrem Gesetze am besten harmonirende.

Später wurden die Atomgewichte auf anderm Wege genauer bestimmt, aber das Dulong'sche Gesetz stellte sich dadurch nicht noch evidenter heraus, im Gegentheil ergaben sich Abweichungen, welche dem Gesetze gerade zu widersprechen schienen. So erhält man z. B. für das Product der specifischen Wärme des Cobalts, wie sie von Dulong und Petit bestimmt worden war, nämlich 0,1498, und des von Berzelius bestimmten Atomgewichts dieses Metalls, nämlich 369, das Product 55,28.

Dieser Umstand war es besonders, welcher Regnault veranlaßte, die specifische Wärme der Elemente noch einmal genau zu untersuchen. Vorerst war eine Ausmittelung der specifischen Wärme derjenigen Substanzen nöthig, welche zur Construction der Apparate dienten. Regnault fand

die spezifische Wärme des Messings	0,09391
„ „ „ Glases	0,19768
„ „ „ Terpentinöls	0,42593
„ „ „ Quecksilbers	0,03332.

Die folgende Tabelle enthält die Endresultate seiner Versuche über die spezifische Wärme fester Elemente, die in chemisch reinem Zustande untersucht wurden, neben denen von Dulong und Petit.

Name der Substanz	Gefundene specif. Wärme	Specif. Wärme nach Dulong u. Petit	Atomgewicht nach Berzelius	Von Regnault angenommenes Atomgewicht	Product aus der specif. Wärme in das letztere
Eisen	0,11379	0,1100	339,21	339,21	38,597
Zink	0,09555	0,0927	403,23	403,23	38,526
Kupfer	0,09515	0,0949	395,70	395,70	37,849
Kadmium	0,05669		696,77	696,77	39,502
Silber	0,05701	0,0557	1351,6	675,80	38,527
Arsenik	0,08140	0,081 A	470,04	470,04	38,261
Blei	0,03140	0,0293	1294,5	1294,5	40,647
Wismuth	0,03084	0,0288	886,92	1330,4	41,028
Antimon	0,05077	0,0507	806,45	806,45	40,944
Zinn	0,05623	0,0514	735,29	735,29	41,345
Nickel	0,10863	0,1035	369,68	369,68	40,160
Cobalt	0,10696	0,1498	368,99	368,99	39,468
Platin	0,03243	0,0314	1233,5	1233,5	39,993
Palladium	0,05927		665,90	665,90	39,468
Gold	0,03244	0,0298	1243,0	1243,0	40,328
Schwefel	0,20259	0,1880	201,17	201,17	40,754
Selen	0,08370		494,58	494,58	41,403
Tellur	0,05155	0,0912	801,76	801,76	41,549
Jod	0,05412	0,089 A	789,75	789,75	42,703

Die in der dritten Columne mit A bezeichneten Zahlen sind von Avogadro bestimmt worden.

Diese Versuche Regnault's entfernen nun wieder die Zweifel über die Richtigkeit des Dulong'schen Gesetzes. Um dieses Gesetz mit völliger

Schärfe zu beweisen, müßten die Zahlen der letzten Columnne unter sich vollkommen gleich seyn, was nicht der Fall ist; diese Zahlen schwanken zwischen 38 und 42, eine Differenz, welche für die Beobachtungsfehler bei weitem zu groß ist. Bedenkt man jedoch, daß die Atomgewichte von 200 bis 1400 wechseln, während die in Rede stehenden Producte innerhalb der Gränze 38 bis 42 bleiben, so muß man ohne Zweifel das Dulong'sche Gesetz für ein der Wahrheit sehr nahe kommendes halten.

Regnault fand sich veranlaßt, statt der Berzelius'schen Atomgewichte in einigen Fällen andere anzunehmen; so nimmt er z. B. das Atomgewicht des Silbers um die Hälfte kleiner, was er auch durch den Isomorphismus des Schwefelsilbers mit dem Schwefelkupfer für gerechtfertigt hält. Für Wismuth nimmt er die früher gebräuchliche Atomzahl 1330 statt der jetzt angenommenen 887 an, wofür auch das ähnliche Verhalten einiger Wismuthverbindungen mit den analogen Antimonverbindungen spricht.

Die specifische Wärme eines und desselben Körpers kann sich merklich ändern, wenn seine Dichtigkeit eine Veränderung erleidet; so wird z. B. die specifische Wärme des Kupfers merklich kleiner, wenn durch Harthämmern seine Dichtigkeit zunimmt; die specifische Wärme des schmiedbaren Kupfers ist nach Regnault 0,095, die des gehämmerten Kupfers 0,093.

Die specifische Wärme des Kohlenstoffs ändert sich bedeutend mit dem Dichtigkeitszustande. Regnault fand für Holzkohle 0,2415, für Steinkohle 0,2009 und für Diamant 0,1469; die specifische Wärme ist also um so geringer, je größer die Dichtigkeit ist.

Daß die specifische Wärme der Körper für höhere Temperaturen zunimmt, wie schon oben angeführt wurde, ersieht man aus folgenden von Dulong und Petit gefundenen Werthen:

	Mittlere Capacität	
	zwischen 0 u. 100°	zwischen 0 u. 300°
Eisen	0,1098	0,1218
Quecksilber	0,0330	0,0350
Zink	0,0927	0,1015
Antimon	0,0507	0,0549
Silber	0,0557	0,0611
Kupfer	0,0949	0,1013
Platin	0,0335	0,0355
Glas	0,177	0,190

Nach Pouillet's Versuchen ist die mittlere specifische Wärme des Platins

zwischen 0° und 100°	.	.	.	0,03350
„ 0 „ 300	.	.	.	0,03434
„ 0 „ 500	.	.	.	0,03518
„ 0 „ 700	.	.	.	0,03602
„ 0 „ 1000	.	.	.	0,03728
„ 0 „ 1200	.	.	.	0,03818.

Da die specifische Wärme eines und desselben Körpers veränderlich ist, so kann die specifische Wärme einer Substanz auch nur für einen bestimmten Zustand der Dichtigkeit und für eine bestimmte Temperatur dem Dulong'schen Gesetze genügen; wenn also die Erfahrung dieses Gesetz nicht in aller Strenge, sondern nur annähernd bestätigt, so ist höchst wahrscheinlich der Grund darin zu suchen.

Die specifische Wärme zusammengesetzter Körper ist von Avagadro, Neumann und Regnault, und zwar vom letztern am vollständigsten, untersucht worden. Er gelangte durch eine große Reihe von Versuchen zu dem Satze, daß bei allen zusammengesetzten Körpern von gleicher atomistischer und ähnlicher chemischer Zusammensetzung die specifische Wärme im umgekehrten Verhältniß der Atomgewichte stehe. So ist z. B. für Dryde mit 1 Aeq. Sauerstoff das Product der specifischen Wärme und des Atomgewichts gleich 71,9. Für die entsprechenden Schwefelverbindungen ist dies Product 74,5; für Chlormetalle mit 1 Aeq. Chlor ist es 117; für die entsprechenden Bromide und Jodide 121 u. s. w.

474 **Specifische Wärme der Gase.** De La Roche und Berard haben über diesen Gegenstand eine schöne Arbeit ausgeführt, welche von der Akademie der Wissenschaften zu Paris im Jahre 1812 gekrönt wurde. Der Apparat, welchen sie zu ihren Versuchen anwandten, hatte folgende Einrichtung:

Durch den luftdicht schließenden Deckel eines mit Luft gefüllten Gefäßes *a*, Fig. 978, geht eine Röhre vertical in die Höhe, welche oben in ein mit Wasser gefülltes Gefäß endigt. Das untere Ende dieser Röhre ist nach oben gekrümmt, und durch die Oeffnung kann das Wasser aus dem Gefäße *A* in das Gefäß *a* herabfließen. Das Gefäß *A* ist gleichfalls durch einen Deckel oben luftdicht verschlossen, durch diesen Deckel geht nun eine an beiden Enden offene Röhre in das Wasser des Gefäßes *A* hinab, und in dem Maße, als unten Wasser ausfließt, dringen durch das untere Ende *t* dieser Röhre Luftblasen in das Gefäß *A* ein; dadurch wird nun die Luft aus dem Gefäße *a* mit einer constanten Geschwindigkeit, wie sie einer Wassersäule von *t* bis zur untern Oeffnung zukommt, ausgetrieben (Erster Theil, Seite 167).

Aus dem Gefäße *a* gehen nun zwei Röhren, die sich zu einer verbinden, nach dem Ballon *C*; die eine dieser Röhren geht fast bis auf den Boden

des Gefäßes *a* herab, und diese ist jetzt durch einen Hahn abgesperrt, durch die andere hingegen strömt die Luft aus dem oberen Theile des Gefäßes *a*

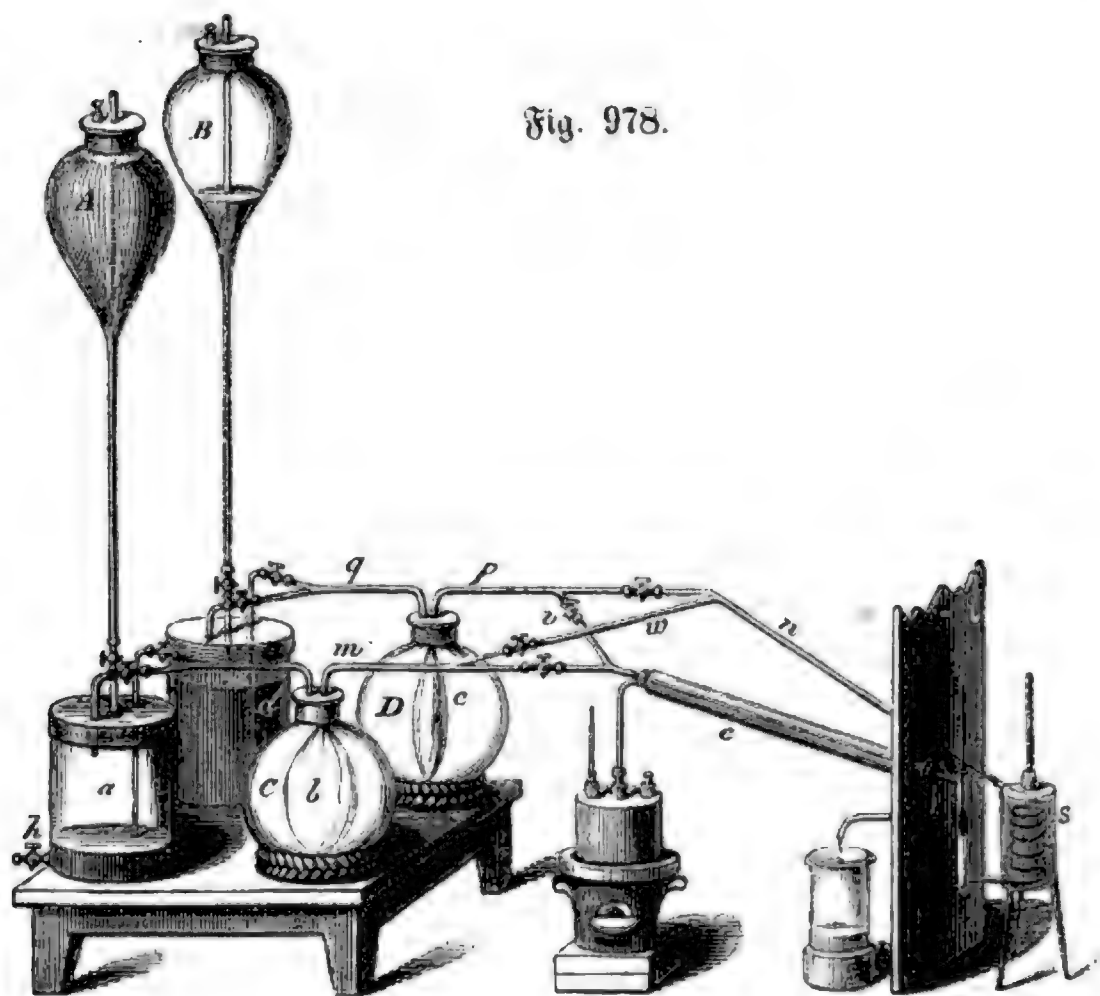


Fig. 978.

nach dem Ballon *C*. In diesem Ballon hängt nun eine Blase *b*, welche mit dem zu untersuchenden Gase gefüllt ist; aus dieser Blase wird das Gas durch den Druck der comprimierten Luft in *C* durch die Röhre *m* in das Schlangenrohr des Calorimeters *s* getrieben, nachdem es zuvor bei *e* in einer Weise erwärmt worden ist, die sogleich näher beschrieben werden soll. Nachdem das Gas durch das Schlangenrohr des Calorimeters hindurchgegangen ist, wird es durch die Röhre *n* und *p* in die leere Blase *c* geleitet, die sich in dem Ballon *D* befindet. Kurz durch den Druck der Wassersäule wird das Gas aus der Blase *b* auf einigen Umwegen in die Blase *c* hineingepreßt. Wenn sich aber die Blase *c* allmählig mit Gas füllen, wenn sie sich ausdehnen soll, so muß die Luft aus dem Ballon *D* austreten können. In der That führt von *D* eine Röhre *q*, welche sich alsbald in zwei Arme theilt, nach dem mit Wasser gefüllten Gefäß *d*. Der eine dieser Arme führt zu dem oberen Theil des Gefäßes *d*, und dieser Arm ist für jetzt durch einen Hahn verschlossen, der andere Arm aber geht fast bis auf den Boden des Gefäßes *d*. Durch diesen Arm gelangt die aus *D* herausgepreßte Luft in das Gefäß *d*. In dem Maße aber, als die Luft

aus *D* nach *d* übergeht, fließt das Wasser aus dem Gefäße *d* durch einen Hahn ab, welcher dem Hahn *h* am Gefäße *a* entspricht.

Wenn auf diese Weise die Blase *b* entleert und *c* mit Gas gefüllt ist, so ist auch *a* mit Wasser und *d* mit Luft gefüllt; es werden alsdann alle Hähne geschlossen, die bis jetzt geöffnet waren, alle bis jetzt geschlossenen aber geöffnet; alsdann wird durch das aus *B* herabkommende Wasser die Luft in *d* und *D* comprimirt, das Gas wird aus der Blase *c* durch die Röhren *p* und *v* nach der Erhitzungsstelle *e* und von da nach dem Calorimeter getrieben, aus dem Schlangenrohr des Calorimeters aber gelangt das Gas

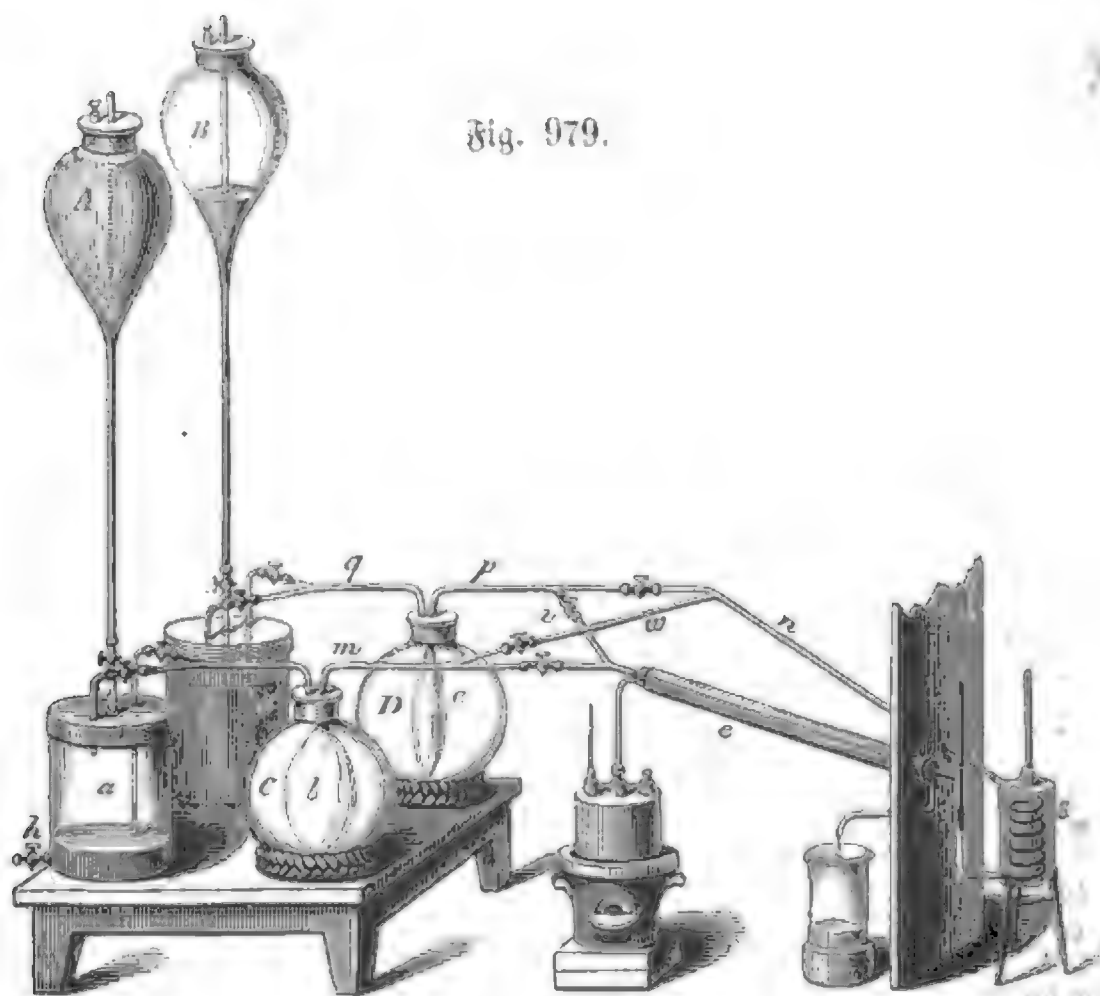


Fig. 979.

durch die Röhren *n*, *w* und *m* in die Blase *b*; die Luft aus *C* wird nach *a* hinübergepreßt, und das Wasser aus *a* fließt durch den Hahn *h* ab. Wenn die Blase *b* wieder mit Gas gefüllt ist, werden die Hähne abermals verstellt u. s. w. Auf diese Weise kann man eine und dieselbe Gasmenge zu wiederholten Malen mit constantem Druck durch das Calorimeter hindurchtreiben.

Bei *e* ist das Rohr, durch welches das Gas hindurchstreicht, von einem weiteren Rohre umgeben, welches stets mit den Dämpfen von kochendem Wasser erfüllt ist. Ein Thermometer zeigt die Temperatur an, mit

welcher es in das Calorimeter eintritt, ein anderes Thermometer zeigt seine Temperatur beim Austritt aus demselben.

Selbst wenn kein Gas durch den Apparat hindurchströmt, wenn aber doch die Röhre bei *e* durch die Wasserdämpfe erwärmt ist, wird dem Calorimeter eben durch dieses Rohr schon Wärme zugeführt; die Temperaturerhöhung, welche auf diese Weise das Calorimeter erleidet, muß durch vorläufige Versuche ausgemittelt werden, damit man sie gehörig in Rechnung bringen kann.

Um zufällige Temperaturveränderungen von dem Calorimeter abzuhalten, war es durch einen Schirm von dem übrigen Apparat getrennt; ein empfindliches Thermometer zeigte in jedem Augenblick die Temperatur des Wassers im Calorimeter an.

Wenn das warme Gas fortwährend durch das Calorimeter hindurchstreicht, so wird dieses allmählig erwärmt und nimmt endlich eine constante Temperatur an, wenn es in jedem Augenblick so viel Wärme empfängt als es an die Umgebung verliert.

Bei einem Druck von 76 Centimetern und unter übrigens gleichen Umständen betrug der Ueberschuß der stationären Temperatur des Calorimeters über die Temperatur der Umgebung

für atmosphärische Luft	15,734 ^o
für Wasserstoffgas	14,214
für Kohlensäure	19,800
für Sauerstoffgas	15,365
für Stickstoffoxydgas	21,246
für ölbildendes Gas	24,435
für Kohlenoxydgas	16,270.

Da nun in gleichen Zeiten gleiche Gasvolumina durch den Apparat hindurchstreichen, so müssen offenbar die Werthe der specifischen Wärme der verschiedenen Gasarten für gleiche Volumina den eben angegebenen Temperaturüberschüssen proportional seyn; bezeichnet man demnach die specifische Wärme der atmosphärischen Luft mit 1, - so ergeben sich für gleiche Volumina der anderen Gase aus den eben angeführten Zahlen folgende Werthe:

Wasserstoffgas	0,9033
Kohlensäuregas	1,2583
Sauerstoffgas	0,9765
Stickstoffoxydgas	1,3503
Ölbildendes Gas	1,5530
Kohlenoxydgas	1,0340.

leicht bestimmen läßt, wenn man die Geschwindigkeit beobachtet, mit welcher das sich selbst überlassene Calorimeter erkaltet. So lange aber die Temperatur des Calorimeters constant bleibt, ist die Wärmemenge, die ihm zugeführt wird, stets derjenigen gleich, welche er verliert, man hat also

$$m' c (t - s) = m g (s - r),$$

und daraus läßt sich die Wärmecapacität c des Gases, verglichen mit der des Wassers, berechnen.

Auf diese Weise bestimmten die genannten Physiker die specifische Wärme der atmosphärischen Luft in Beziehung auf das Wasser; es war alsdann leicht, auch die specifische Wärme der anderen Gase auf Wasser zu reduciren.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate der Versuche von de La Roche und Berard über die specifische Wärme der Gase bei gleichem Druck.

Namen der Gase	Cap. für gleiche Vol.	Cap. für gleiche Gewichte	
		Luft = 1	Wasser = 1
Atmosphärische Luft	1,000	1,000	0,267
Sauerstoff . . .	0,976	0,885	0,236
Wasserstoff . . .	0,903	12,340	3,294
Stickstoff	1,000	1,032	0,275
Kohlenoxyd	1,034	1,080	0,288
Stickstoffoxydulgas .	1,350	0,888	0,237
Kohlensäure . . .	1,258	0,828	0,221
Delbildendes Gas .	1,553	1,576	0,421
Wasserdampf . . .	1,960	3,136	0,847

Wärmecapacität der Gase bei constantem Volumen. Wir haben bisher die specifische Wärme der Gase bei constantem Drucke betrachtet, sie konnten sich bei ihrer Erwärmung frei ausdehnen. Es ist aber auch wichtig, die Wärmecapacität der Gase bei constantem Volumen zu kennen, d. h. zu wissen, welche Wärmemenge nöthig ist, um die Temperatur eines Gases zu erhöhen, wenn man seine Ausdehnung hindert, wenn also durch die Temperaturerhöhung seine Spannkraft vermehrt wird.

Die Idee, die Wärmecapacität der Gase bei constantem Volumen zu ermitteln und sie mit ihrer Wärmecapacität bei constantem Drucke zu vergleichen, rührt von Laplace her.

Nehmen wir an, eine Luftmasse sey durch eine Temperaturerhöhung von t° bei unverändertem Drucke ausgedehnt, wird nun diese Luftmasse auf ihr ursprüngliches Volumen zusammengepreßt, so erleidet sie eine abermalige

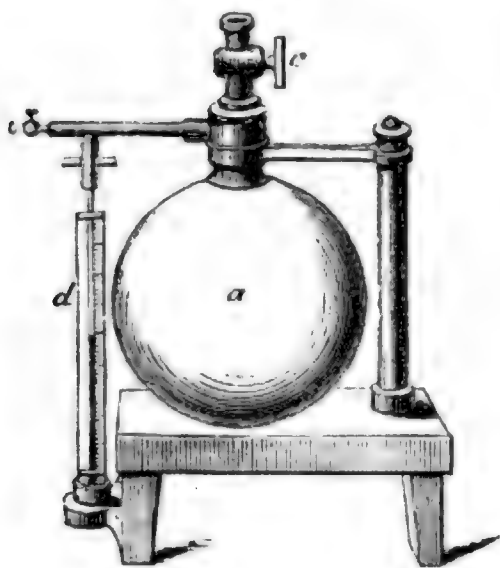
Temperaturerhöhung von t' Graden, ohne daß neue Wärme zugeführt wird, dieselbe Wärmemenge also, welche im Stande ist, die Temperatur dieser Luftmasse um t Grad zu erhöhen, wenn sie sich bei unverändertem Druck ausdehnen kann, würde eine Temperaturerhöhung von $t + t'$ Graden hervorbringen, wenn keine Ausdehnung stattfinden kann. Die spezifische Wärme c bei constantem Druck ist also größer als die spezifische Wärme c' bei constantem Volumen, und zwar verhalten sich die Wärmecapacitäten c und c' zu einander wie $t + t'$ zu t , es ist also

$$\frac{c}{c'} = \frac{t + t'}{t}.$$

Die Temperaturerhöhung, welche durch Compression der Luft hervorgebracht wird, läßt sich direct nicht mit Genauigkeit bestimmen, doch läßt sich der Werth des Quotienten $\frac{c}{c'}$ auf indirectem Wege aus folgenden von Element und Desormes angestellten Versuche ableiten.

Die Luft in einem 28,4 Liter fassenden Ballon a wurde etwas verdünnt, und der Grad der Verdünnung durch die Höhe einer im Manometerrohr

Fig. 980.



d gehobenen Wassersäule gemessen; nehmen wir an, die Höhe dieser Wassersäule habe 188^{mm} betragen. Nun wurde ein Hahn c geöffnet, der so weit war, daß längstens in $\frac{1}{2}$ Sekunde das Gleichgewicht mit der äußern Luft wieder hergestellt war, und dann rasch wieder geschlossen. Durch das Eindringen der äußern Luft war die verdünnt gewesene Luft im Innern des Ballons zusammengedrückt und in Folge dessen auch etwas erwärmt worden; wenn man also den Apparat sich selbst überläßt, so wird die durch Compression der Luft frei ge-

wordene Wärme sich allmählig verlieren, und in Folge dessen wird die Wassersäule in d von Neuem steigen. Als der Apparat bis auf die Temperatur der umgebenden Luft erkaltet war, betrug die Höhe der Wassersäule in d 49^{mm}. Die Temperaturerhöhung t' , welche durch die Compression hervor gebracht wird, verhält sich aber zu der Temperaturerhöhung $t + t'$, welche nöthig wäre, um die Luft im Ballon bei unverändertem Druck durch Erwärmen so viel zu verdünnen, als es durch die Luftpumpe geschehen war, sehr nahe wie die Druckhöhen 49 und 188; wenn wir also $t' = 49$ und $t + t' = 188$ setzen, so ist $t = 139$, folglich

$$\frac{c}{c'} = \frac{188}{139} = 1,35.$$

Dieses Verfahren kann offenbar nur ein angenähert richtiges Resultat liefern, weil auch durch die Gefäßwände eine merkliche Wärmemenge weggenommen wird.

Durch Betrachtungen, die wir hier unmöglich weiter verfolgen können, hat Dulong aus der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalls in der Luft für diesen Quotienten den Werth 1,421 abgeleitet.

Binden der Wärme beim Uebergang aus dem festen in den flüssigen Zustand. Schon im ersten Bande haben wir gesehen, daß eine bedeutende Menge Wärme nöthig ist, um Eis oder Schnee von 0° in Wasser von 0° zu verwandeln. Diese Wärme ist in dem Wasser gebunden, sie ist für das Gefühl und für das Thermometer gleichsam verschwunden.

Wir haben gesehen, daß ein Kilogramm Wasser von 75°, mit einem Kilogramm Schnee von 0° gemischt, die Schmelzung des Schnees bewirkt, daß man 2 Kilogramm Wasser von 0° erhält; alle Wärme also, welche bei einer Temperaturerniedrigung von 75° aus einem Kilogramm Wasser austritt, wird verwendet, um den Schnee flüssig zu machen, ohne daß seine Temperatur erhöht wird.

Bezeichnen wir die Wärmemenge, welche nöthig ist, um die Temperatur von einem Kilogramm Wasser um 1° zu erhöhen, mit 1, so ist die Wärmemenge, welche bei der Schmelzung von einem Kilogramm Schnee oder Eis gebunden wird, gleich 75.

Damit der Versuch ein richtiges Resultat liefere, muß er mit einiger Vorsicht angestellt werden; vor allen Dingen muß die Mischung rasch vor sich gehen, und man muß sie an einem Orte vornehmen, an welchem die Temperatur der Luft 0° oder doch nur wenig von 0° verschieden ist, damit man sicher seyn kann, daß nicht Wärme aus der Umgebung eindringt und einen Theil des Schnees schmilzt, oder daß nicht umgekehrt ein Theil der Wärme des Wassers an die kältere Umgebung abgegeben wird. Mit dicken Eisstücken gelingt der Versuch nicht, weil sie dem warmen Wasser nicht Berührungspunkte genug bieten und weil deshalb die Schmelzung des Eises zu langsam vor sich geht, also jedenfalls ein Theil der Wärme des Wassers an die Umgebung verloren wird.

So wie bei der Schmelzung des Eises und des Schnees Wärme gebunden wird, so ist dies auch beim Schmelzen anderer Körper der Fall. Folgendes sind die Werthe der latenten Wärme für einige Körper nach Trivine's Bestimmungen:

Schwefel	80
Blei	90
Wachs	97
Zink	274
Zinn	278
Wismuth	305.

Die Bedeutung dieser Zahlen ist leicht einzusehen; während ein Kilogramm Schnee zu seiner Schmelzung 75 Wärmeeinheiten, d. h. 75mal so viel Wärme, nöthig hat als erforderlich ist, um die Temperatur von einem Kilogramm Wasser um 1° zu erhöhen, sind zur Schmelzung von einem Kilogramm Schwefel 80, zur Schmelzung von einem Kilogramm Blei, Wachs, Zink u. s. w. 90, 97, 274 solcher Wärmeeinheiten nöthig.

So wie beim Schmelzen eines festen Körpers Wärme gebunden wird, so findet auch eine Wärmebindung Statt, wenn ein fester Körper durch Auflösung in den flüssigen Zustand übergeführt wird; man kann sich davon leicht überzeugen, wenn man ein fein gepulvertes, leicht lösliches Salz, etwa Salpeter, in Wasser wirft und die Auflösung durch Umrühren befördert; die Temperatur des Wassers wird dabei um einige Grade sinken. Darauf gründen sich, wie dies schon auf Seite 247 des ersten Bandes angeführt wurde, die Kältemischungen; folgende sind die gewöhnlichsten Kältemischungen; die Temperaturerniedrigung, welche man durch sie hervorbringen kann, ist bei jeder angegeben.

Gepulvertes Glaubersalz, mit Salzsäure			
übergossen			von $+10^{\circ}$ bis -17°C.
5	Gewichtstheile	Salmiak	} von $+10^{\circ}$ bis -12°
5	„	Salpeter	
19	„	Wasser	
1	„	Kochsalz	} von 0° bis $-17,7^{\circ}$
3	„	Schnee	
3	„	Salzsaurer Kalk	} von 0° bis -28°
2	„	Schnee	
1	„	verdünnte Schwefelsäure	} von -7° bis -51°
1	„	Schnee	

Um mit solchen Mischungen bedeutende Kältegrade hervorzubringen, muß man möglichst große Quantitäten, wenigstens 3 bis 4 Pfunde der zu mischenden Substanzen, anwenden und muß die Salze fein pulvern, damit die Auflösung rasch vor sich gehen kann. Das Gefäß, in welchem man die Mischung macht, muß von schlecht leitenden Substanzen umgeben seyn, damit nicht von außen her Wärme zugeführt wird.

Um sehr hohe Kältegrade zu erreichen, muß man die zu mischenden Substanzen selbst vor der Mischung stark erkalten.

Die Temperatur von $-17,7^{\circ}$, die man erhält, wenn man 1 Theil Kochsalz mit 3 Theilen Schnee mischt, ist der Nullpunkt des Fahrenheit'schen Thermometers.

Statt des oben angegebenen salzsauren Kalks darf man kein Chlorcalcium nehmen; der salzsaure Kalk ist freilich nichts anderes als Chlorcalcium, welches mit Krystallwasser verbunden ist; wollte man wasserfreies Chlorcalcium zu einer Kältemischung anwenden, so würde es erst so viel Wasser aufnehmen als nöthig ist, um den salzsauren Kalk zu bilden, dabei würde aber Wärme frei werden, wodurch dann nothwendig die erkaltende Wirkung der Mischung sehr vermindert wird.

Wenn ein flüssiger Körper fest wird, so muß alle Wärme frei werden, welche beim Uebergang in den flüssigen Zustand gebunden worden war. Schon im ersten Bande auf Seite 248 ist angeführt worden, wie man die beim Gefrieren des Wassers frei werdende Wärme fühlbar machen kann.

Auch wenn Wasser sich mit irgend einer andern Substanz zu einem festen Körper verbindet, muß Wärme frei werden. Dadurch erklärt sich die hohe Temperatur, welche entsteht, wenn man gebrannten Kalk mit Wasser übergießt; das Wasser verbindet sich nämlich mit dem kausischen Kalk zu Kalkhydrat.

Wenn ein Körper aus einer Auflösung herauskrystallisirt, so muß alle Wärme frei werden, die bei seiner Auflösung gebunden wurde; meistens geht aber die Krystallisation nur langsam vor sich, so daß man hier ebenso wenig eine Temperaturerhöhung nachweisen kann, wie bei dem Gefrieren des Wassers unter den gewöhnlichen Umständen; doch läßt sich die bei dem Krystallisiren frei werdende Wärme am Thermometer durch folgendes Verfahren sichtbar machen. Man löse 3 Theile Glaubersalz in 2 Theilen Wasser bei hoher Temperatur auf, gieße dann etwas Del auf die heiße Auflösung und lasse sie ruhig erkalten. Bei diesem ruhigen Erkalten krystallisirt das Salz noch nicht aus der Lösung heraus, obgleich sie gewissermaßen für die Temperatur, bis zu welcher sie sich abgekühlt hat, übersättigt ist. Wenn man aber nun die unterdrückte Krystallisation dadurch einleitet, daß man irgend einen festen Körper in die Lösung bringt, so bilden sich plötzlich eine Menge von Glaubersalz-Krystallen, und die Temperatur der Lösung steigt dabei oft um 15 bis 20 Grad.

Latente Wärme der Dämpfe. Wenn eine Flüssigkeit verdampft, 477 so muß sie Wärme absorbiren; diese beim Verdampfen absorbirte Wärme ist für das Gefühl und für das Thermometer ebenso verschwunden, wie die Wärme, welche beim Schmelzen gebunden wird.

Daß bei der Dampfbildung Wärme gebunden wird, geht schon daraus

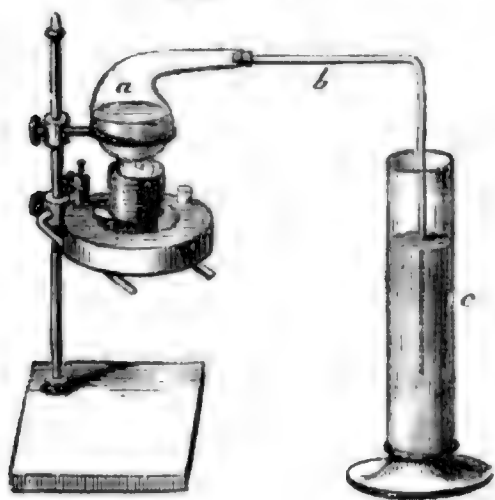
hervor, daß die Temperatur einer Flüssigkeit während des Kochens unverändert bleibt. Die Temperatur des siedenden Wassers bleibt 100° , wie sehr wir auch das Feuer verstärken mögen; alle Wärme, welche man dem siedenden Wasser zuführt, dient nur dazu, das Wasser von 100° in Dampf von 100° zu verwandeln.

Das Binden von Wärme beim Verdampfen der Flüssigkeiten läßt sich leicht dem Gefühl merklich machen; man gieße nur einige Tropfen einer leicht verdampfenden Flüssigkeit, etwa Weingeist oder Schwefeläther, auf die Hand, so wird man ein Gefühl von Kälte haben, weil der Hand die zum Verdampfen der Flüssigkeit nöthige Wärme entzogen wird. Wenn man die Kugel eines Thermometers mit Baumwolle umwickelt und diese mit Schwefeläther betröpfelt, so sinkt das Thermometer um mehrere Grade. Von der Erzeugung von Kälte durch Verdampfung ist schon im ersten Theile, Seite 294, die Rede gewesen.

Nachdem wir nun die Bindung der Wärme bei der Dampfbildung der Art nach kennen gelernt haben, kommt es darauf an, die latente Wärme der Dämpfe auch der Größe nach zu bestimmen, d. h. zu ermitteln, wieviel Wärme nöthig ist, um eine bestimmte Menge irgend einer Flüssigkeit in Dampf zu verwandeln.

In Fig. 981 stelle *a* einen Glaskolben vor, in welchem Wasser mit

Fig. 981.



Hülfe einer Weingeistlampe kochend erhalten wird; wenn nun die sich bildenden Dämpfe durch ein Glasrohr *b* in ein cylindrisches Gefäß *c* geleitet werden; welches mit kaltem Wasser gefüllt ist, so werden die Dämpfe hier verdichtet, die Wärme also, welche bei der Bildung der Dämpfe in *a* gebunden wurde, muß in *c* wieder frei werden, das kalte

Wasser in *c* wird also allmählig erwärmt, und aus der hier hervorgebrachten Temperaturerhöhung kann man auf die Größe der latenten Wärme der Dämpfe schließen.

Nehmen wir an, das Kochen im Gefäß *a* habe schon einige Zeit gedauert, so daß alle Luft aus dem Gefäße ausgetrieben ist, und nun erst tauche man das Ende des gekrümmten Rohrs in das kalte Wasser des Cylinders *c*, so werden alle Dampfblasen alsbald verdichtet, so wie sie mit dem kalten Wasser in Berührung kommen. In dem Maße aber, als das Wasser in *c* wärmer wird, werden die Dampfblasen größer, bis sie endlich, wenn auch

das Wasser in *c* zur Siedhize erwärmt ist, die Dampfblasen unverdichtet durch die ganze Flüssigkeitsmasse aufsteigen, also in *c* selbst ein förmliches Kochen stattfindet. In dem Augenblick, in welchem das Kochen in *c* beginnt, wird der Versuch unterbrochen, indem man den Glaszylinder *c* wegnimmt.

Gesetzt nun, in *c* hätten sich zu Anfang des Versuchs 11 Kubikzoll Wasser von 0° befunden, so wird der Cylinder jetzt, nach Beendigung des Versuchs, 13 Kubikzoll Wasser von 100° enthalten; es sind also 2 Kubikzoll Wasser hinzugekommen. Diese 2 Kubikzoll Wasser sind im Gefäße *a* verdampft und im Cylinder *c* verdichtet worden, die latente Wärme, welche in *a* gebunden wurde, ist in *b* wieder frei geworden und hat hier die 11 Kubikzoll Wasser von 0° auf 100° erwärmt; dieselbe Wärmemenge also, welche bei der Verdampfung von 2 Kubikzoll Wasser absorbiert wird, reicht hin, um die Temperatur von 11 Kubikzoll Wasser von 0° bis 100° zu erhöhen. Nun aber verhalten sich 2 zu 11 wie 1 zu 5,5; wir können das Resultat unsers Versuchs also auch folgendermaßen ausdrücken: Die Wärmemenge, welche nöthig ist, um eine bestimmte Quantität Wasser von 100° in Dampf von 100° zu verwandeln, reicht hin, um die Temperatur einer $5\frac{1}{2}$ mal so großen Wassermasse von 0° auf 100° zu erhöhen.

Wir haben oben angeführt, daß man als Einheit der Wärmemengen diejenige Wärmequantität annimmt, welche erforderlich ist, um die Temperatur von 1 Kilogramm um 1° zu erhöhen; um die Temperatur von $5\frac{1}{2}$ Kilogramm Wasser um 1° zu erhöhen, sind also 5,5, und um die Temperatur dieser Wassermasse um 100° zu erhöhen, sind 550 solcher Wärmeeinheiten nöthig.

Die latente Wärme von 1 Kilogramm Wasserdampf ist demnach gleich 550.

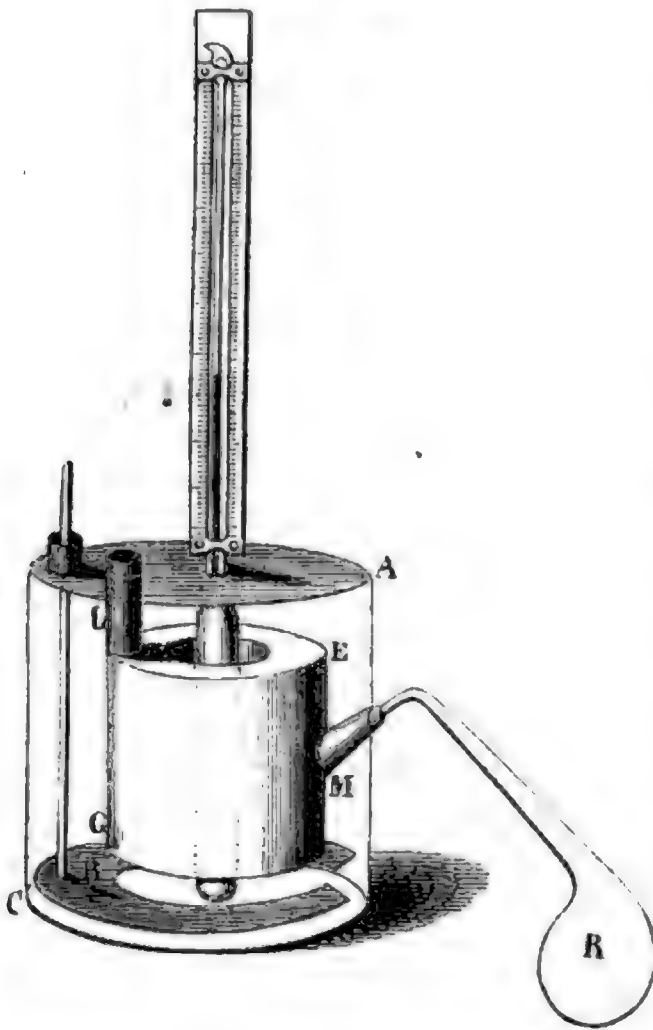
Der eben angeführte Versuch ist nun nicht geeignet, die latente Wärme des Wasserdampfes zu bestimmen, er wird immer mehr oder weniger unrichtige Resultate geben; er ist aber sehr geeignet, den Zusammenhang der Sache recht anschaulich zu machen. Was die Resultate dieses Versuchs besonders ungenau macht, ist der Umstand, daß bei der hohen Temperatur, zu welcher man das Wasser im Cylinder *c* erheben muß, einen bedeutenden Wärmeverlust an die Umgebung zur Folge hat; dann aber wird auch eine nicht unbedeutende Quantität Wasserdampf schon im Rohre verdichtet, giebt hier schon seine frei werdende Wärme an die Luft ab und kommt als Wasser im Cylinder *c* an; man begreift also leicht, daß, bis das Wasser in *c* ins Kochen kommt, mehr Wasser aus dem Gefäße *a* herübergekommen seyn wird, als es der Fall seyn würde, wenn diese beiden Fehlerquellen nicht vorhanden wären; dieser Versuch wird also in der Regel einen zu kleinen Werth für die latente Wärme des Wasserdampfes geben. Wir werden

Apparat so einzurichten, daß sich diese Größen mit Genauigkeit ermitteln lassen.

Black hat zuerst diese Methode in Anwendung gebracht, und alle späteren Physiker, welche die latente Wärme der Dämpfe zu bestimmen suchten, sind von derselben Grundidee ausgegangen. Wenn die Resultate verschiedener Untersuchungen über diesen Gegenstand ziemlich von einander abweichen, so liegt der Grund nur darin, daß mancherlei Fehlerquellen nicht immer gehörig berücksichtigt wurden.

Die neueste sehr gründlich durchgeführte Arbeit über die latente Wärme der Dämpfe hat Brix in Berlin gemacht (Poggendorff's Annalen LV.). In Fig. 984 ist der Apparat dargestellt, den er zu seinen Versuchen an-

Fig. 984.



wandte. Als Kühlgefäß diente ein cylindrisches Gefäß *A C*, dessen Basis ungefähr 3 Zoll Durchmesser hatte und welches auch ungefähr 3 Zoll hoch war; die in einer kleinen Retorte *R* entwickelten Dämpfe wurden, nicht wie gewöhnlich in einem Schlangenrohre, sondern in einem cylindrischen hohlen Gefäße *E G* von ringförmiger Basis condensirt. Bei *M* wurden die Dämpfe in dieses Gefäß hineingeleitet, dessen innerer Raum durch eine Röhre *L* mit der äußern Luft in Verbindung war, so daß die durch die Wärme verdrängte Luft hier austreten konnte. Das Kühlgefäß wurde mit einer gewogenen Quantität Wasser gefüllt, dessen Temperatur man stets an einem in

der Mitte des ganzen Apparates angebrachten Thermometer ablesen konnte. In dem Raume zwischen der Vorlage *E G* und der Wand des äußern Gefäßes *A C* befand sich eine horizontalliegende Metallscheibe *B*, welche vermittelt eines verticalen Drahtes sich selbst parallel auf und ab bewegen konnte; dadurch wurde das Kühlwasser in steter Bewegung erhalten und eine möglichst gleichförmige Vertheilung der Wärme in demselben bewirkt.

Bei dem Versuch ruhte der Apparat auf drei hölzernen Füßchen, welche

ihn nur in wenigen Punkten berührten und gegen die Wärme, welche vom Beobachter und der kleinen Weingeistlampe, durch welche die Flüssigkeit in der Retorte *R* ins Kochen gebracht wurde, ausstrahlte, war er durch Schirme von Holz und Pappe geschützt.

Um zu verhüten, daß das Kühlgefäß Wärme an die umgebende Luft verliert, wandte Brix einen Kunstgriff an, dessen sich schon Rumford bei ähnlichen Versuchen bedient hatte, und welcher darin besteht, daß das Kühlgefäß mit Wasser gefüllt wird, welches zuvor schon einige Grade unter die Temperatur der umgebenden Luft erkaltet worden war, und die Destillation so lange fortsetzt, bis die Temperatur des Kühlwassers die Lufttemperatur um eben so viel übertrifft, als sie anfangs unter derselben gewesen war. Dabei läßt sich dann wohl annehmen, daß der Apparat während der ersten Hälfte des Versuchs etwa eben so viel Wärme von der Luft empfing, als er in der zweiten Hälfte verlor. Die übrigen Vorsichtsmaßregeln, welche Brix anwandte, um möglichst genaue Resultate zu erhalten, können hier nicht weiter erörtert werden.

Die übergegangene Flüssigkeit selbst wurde nicht gewogen, sondern der Gewichtsverlust, den die Flüssigkeit in der Retorte *R* während des Versuchs erlitten hatte, bestimmt. Man kannte also die Quantität der überdestillirten Flüssigkeit, man wußte, welche Temperaturerhöhung die bei ihrer Verdichtung frei werdende Wärme in einer bekannten Wassermasse hervorgebracht hatte und konnte daraus die latente Wärme der Dämpfe berechnen.

Folgendes sind die Werthe, welche Brix nach dieser Methode für die latente Wärme des Dampfes mehrerer Flüssigkeiten fand:

Wasser	540
Alkohol	214
Schwefeläther	90
Terpenthinöl	74
Citronenöl	80.

Diese Werthe sind immer das Mittel aus mehreren wenig von einander abweichenden Resultaten.

Despreß, welcher ebenfalls recht genaue Versuche über diesen Gegenstand gemacht hatte, giebt folgende Werthe an:

Wasser	531
Alkohol	208
Schwefeläther	97
Terpenthinöl	77.

Rumford fand für die latente Wärme des Wasserdampfes den Werth 567, Dulong 543.

Bezeichnen wir den Werth für die latente Wärme des Wasserdampfes mit 1, so ergeben sich folgende Werthe für die latente Wärme der übrigen Dämpfe:

	Nach Brir.	Nach Desprez.
Wasser	1	1
Alkohol	$\frac{1}{2,52}$	$\frac{1}{2,55}$
Schwefeläther	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{5,47}$
Terpenthinöl	$\frac{1}{7,3}$	$\frac{1}{7}$

Nimmt man die Dichtigkeit des Wasserdampfes zur Einheit, so ergeben sich für die Dichtigkeit der Dämpfe der eben besprochenen Flüssigkeiten aus der Tabelle auf Seite 276 des ersten Bandes folgende Werthe:

Wasser	1
Alkohol	2,58
Schwefeläther	4,15
Terpenthinöl	8,04.

Die Betrachtung dieser Zahlen zeigt, daß sich die latente Wärme der Dämpfe verschiedener Flüssigkeiten sehr nahe umgekehrt verhält wie die Dichtigkeit dieser Dämpfe. So ist der Alkoholdampf 2,58mal dichter als Wasserdampf, die latente Wärme des Alkoholdampfes ist aber 2,52= bis 2,55mal kleiner als die des Wasserdampfes. Beim Terpenthinöl ist die Uebereinstimmung geringer; wenn wir jedoch für die Dichtigkeit des Terpenthinöldampfes nach Dumas den Werth 4,76 nehmen, so ist er 7,6mal dichter als der Wasserdampf, was schon weit besser paßt. Für den Aether ist die Differenz bedeutend. Es muß vor der Hand dahin gestellt bleiben, ob der Mangel an Uebereinstimmung vielleicht den Beobachtungsfehlern zugeschrieben werden muß, oder ob ein solches Gesetz gar nicht stattfindet.

Wenn dieses Gesetz richtig wäre, so würden gleiche Volumina gesättigten Dampfes bei der Temperatur des Siedpunktes für alle Flüssigkeiten dieselbe Menge latenter Wärme enthalten.

Die bisher besprochenen Werthe für die latente Wärme der Dämpfe gelten natürlich nur für die bei der Temperatur des Siedpunktes unter einem Luftdruck von 760^{mm} gebildeten Dämpfe.

Die latente Wärme der Dämpfe ist nicht für alle Temperaturen dieselbe; sie ist größer für niedrige, geringer für hohe Temperaturen; ein Kilogramm Wasserdampf von 50° enthält also mehr, ein Kilogramm Wasserdampf von 150° enthält weniger gebundene Wärme als ein Kilogramm Wasserdampf von 100°. Nach den Versuchen von Scharp ist die Summe der freien und der fühlbaren Wärme des Wasserdampfes immer eine constante Größe. Die latente Wärme des Wasserdampfes von 100° ist gleich 540, addirt man dazu die freie Wärme, also 100°, so erhält man die Summe 640; dieselbe Summe muß man erhalten, wenn man für irgend eine andere

Temperatur die freie und die gebundene Wärme zusammennimmt; daraus ergeben sich für die latente Wärme des Wasserdampfes verschiedener Temperaturen folgende Werthe:

Freie Wärme des Dampfes. Latente Wärme des Dampfes.

— 10°	650
0°	640
+ 50°	590
100°	540
200°	440

Pambours Versuche haben dies bestätigt. Nach Desprez findet für Alkohol-, Aether- und Terpenthinöldampf diese Beziehung nicht Statt.

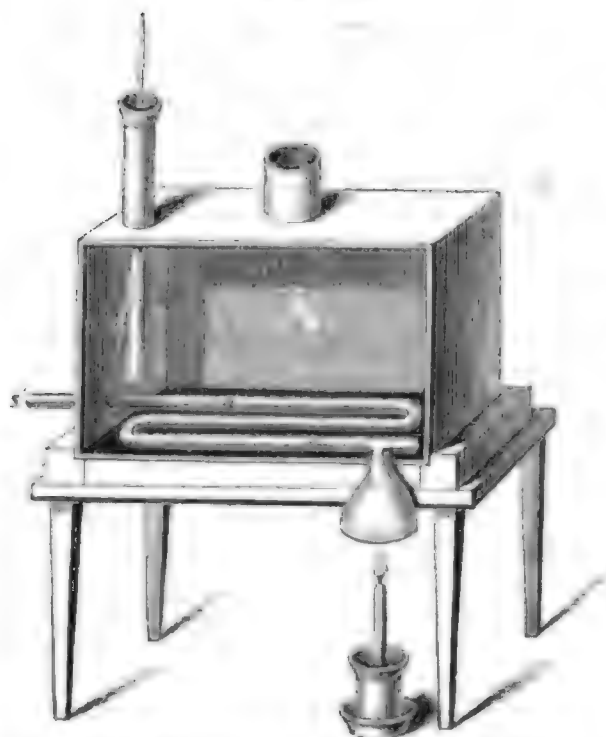
478 **Wärmeerzeugung durch chemische Verbindungen.** Nach der Sonne sind für uns die chemischen Verbindungen, besonders aber die Verbrennung die wichtigsten Wärmequellen. Fast jeder chemische Proceß ist von einer Wärmeentwicklung begleitet; Heß hat versucht, die Gesetze dieser Wärmeentwicklung zu ermitteln.

Bekanntlich wird Wärme frei, wenn man Schwefelsäurehydrat (englische Schwefelsäure H S) mit Wasser mischt. Wenn man das Schwefelsäurehydrat mit 1 Aeq. Wasser mischt, dann ein zweites Aequivalent Wasser zusetzt u. s. w., bis keine merkliche Wärmeentwicklung mehr stattfindet, so ist die Summe der nach und nach frei werdenden Wärmemengen gerade eben so groß wie die Wärmemenge, welche frei wird, wenn man dieselbe Wassermasse nicht nach und nach, sondern auf einmal zusetzt. Daraus schließt Heß, „daß, wenn eine Verbindung stattfindet, die entwickelte Wärmemenge constant sey, mag nun die Verbindung direct oder indirect und zu wiederholten Malen geschehen.“ Dieser Satz wurde auch noch durch andere Versuche bestätigt.

Aus mehreren Versuchen von Heß scheint auch hervorzugehen, daß die Wärmemenge, welche eine und dieselbe Säure bei ihrer Verbindung mit verschiedenen Basen entwickelt, stets dieselbe sey. Ferner machen es die Versuche von Heß sehr wahrscheinlich, daß, wenn ein Element aus einer Verbindung austritt, um eine neue Verbindung einzugehen, daß alsdann nicht so viel Wärme entwickelt wird, als durch diese neue Verbindung erzeugt würde, wenn jenes Element vorher frei gewesen wäre, und zwar muß die Differenz der durch die erste Verbindung ermittelten Wärmemenge gleich seyn. Daraus ergibt sich das für die Praxis wichtige Resultat, daß ein zusammengesetzter Brennstoff immer weniger Wärme entwickelt als seine Bestandtheile einzeln genommen.

Um die durch Verbrennung entwickelte Wärme zu bestimmen, bedient man sich des Rumford'schen Calorimeters, Fig. 985, welches nur in seiner Form von demjenigen abweicht, welches zur Bestimmung der

Fig. 985.



latentem Wärme der Dämpfe dient. Im Rumford'schen Calorimeter ist das Schlangenrohr horizontal, damit die Producte der Verbrennung nicht zu schnell entweichen. Der Eingang in das Schlangenrohr ist durch einen Trichter gebildet, unter welchen die zu verbrennenden Körper gebracht werden. Mit Oel und Alkohol ist der Versuch leicht anzustellen, man füllt sie nämlich in eine kleine Lampe, die man zu Anfang und zu Ende des Versuchs wägt, um die Menge des verbrannten Materials zu erfahren. Die Flamme

und die Producte der Verbrennung ziehen durch das Schlangenrohr hindurch und erwärmen das Wasser des Apparates. Aus der Temperaturerhöhung, welche das Wasser mit dem ganzen Apparat erfährt, läßt sich dann die Wärmemenge, welche durch die Verbrennung erzeugt wurde, berechnen, doch darf man dabei die Wärme nicht unberücksichtigt lassen, mit welcher die gasförmigen Producte der Verbrennung aus dem Schlangenrohr austreten.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate, welche Rumford nach dieser Methode erhalten hat, nebst anderen, welche Lavoisier und Laplace mit ihrem Calorimeter und Desprez durch ein dem Rumford'schen ähnliches Verfahren erhielt.

Namen der verbrannten
Körper.

Temperaturerhöhung, welche die
Verbrennung von 1 Gramm
der Substanz in 1 Kilogramm
Wasser hervorbringt.

Wasserstoffgas	23,4° R. R. und D
Olivendöl	11,17 R. R.
„	9,04 R.
Weißes Wachs	10,50 R. R.
„	9,48 R.
Rüböl	9,31 R.
Falg	8,37 R.
„	7,19 R. R.
Schwefeläther	8,03 R.
Phosphor	7,50 R. R.
Kohle	7,23 R. R. und D.
Alkohol 42° Baumé	6,19 R.
Holz, sehr trocken	4,31 R.

Namen der Thiere	Ihre Temperatur	Temperatur der Umgebung	Beobachtungsort
------------------	-----------------	-------------------------	-----------------

Säugethiere:

Affe	+ 39,7° C.	30° C.	Colombo
Fledermaus	37,8	28	"
"	38,3	28	"
Vampir	37,8	21	"
Eichhörnchen	38,8	27	"
Gemeine Ratte	38,8	26,5	"
Gemeiner Hase	37,8	26,5	"
Schneumon	39,4	27	"
Tiger	37,2	26,5	"
Hund	39,0	"	Candy
"	39,6	"	"
Schafal	38,3	29	Colombo
Gemeine Katze	38,3	15	London
"	38,9	26	Candy
Panther	38,9	27	Colombo
Pferd (arabische Race)	37,5	26	Candy
Hammel	39,3—40,0	Im Sommer	Schottland
"	39,5—40,0	19	Cap der guten Hoffnung
"	40,0—40,6	26	Colombo
Bock	39,5	26	"
Stiege	40,0	26	"
Ochse	38,9	Im Sommer	Edinburg
"	38,9	26	Candy
Elephant	37,5	26,7	Colombo
Meerschwein	37,8	23,7	Im Meer 8° 23' N. B.

Vögel:

Habicht	37,2	25,3	Colombo
Papagai	41,1	24	Candy
Krähhe	42,1	31,5	Ceylon
Drossel	42,8	15,5	London
Sperling	42,1	26,6	Candy
Taube	42,1	15,5	London
"	43,3	25,5	"
Gemeines Huhn	42,5	4,5	Edinburg
"	43,3	25,5	Colombo
Hahn	43,9	25,5	"
Sturmvogel	40,3	26	Auf dem Meere 2° 3' N. B.
Gans	41,7	25,5	Colombo
Kanarienvogel	43,9	25,5	"

Namen der Thiere	Ihre Temperatur	Temperatur der Umgebung	Beobachtungsort
Amphibien:			
Schildkröte	28,9	26	Im Meere 2° 27' N. B.
Geometrische Schildkröte .	16,9	16	Cap der guten Hoffnung
Echslange	32,2	28,3	Colombo
"	29,2	28,1	"
Fische:			
Gahfisch	25	23,7	Im Meere 8° 23' N. B.
Forelle	14,4	13,3	Edinburg
Fliegender Fisch	25,5	25,3	Im Meere 6° 57' N. B.
Mollusken und Crustaceen:			
Auster	27,8	27,8	Colombo
Krebs	26,1	26,7	"
Krabbe	22,2	22,2	Gandy
Insecten:			
Blatta orientalis	23,3	22,8	"
Wespe	24,4	23,9	"
Scorpion	25,3	26,1	"
Julus	25,8	26,6	"

Man sieht aus dieser Zusammenstellung, daß die Blutwärme der Vögel größer ist als bei allen anderen Thieren; die Säugethiere nehmen den zweiten Rang ein. Bei diesen beiden Thierklassen ist die Blutwärme von der Temperatur der Umgebung unabhängig, bei den übrigen Thierklassen aber, den Amphibien, Fischen u. s. w., ist die Temperatur des Körpers nur wenig von der Temperatur der Umgebung verschieden.

Welches ist nun die Quelle der thierischen Wärme? Die Luft, welche wir einathmen, wird in derselben Weise verändert, wie die Luft, welche zur Verbrennung gedient hat; der Sauerstoff der Luft wird in Kohlensäure verwandelt, es findet also in der Lunge eine förmliche Verbrennung Statt. Seit Lavoisier diese Entdeckung gemacht hatte, war die Quelle der thierischen Wärme kein Geheimniß mehr!

Durch die Speisen wird dem Körper der Kohlenstoff zugeführt, welcher sich in der Lunge mit dem Sauerstoff der eingeathmeten Luft verbindet; durch die Oxydation des Kohlenstoffs im Thierkörper muß aber nothwendig dieselbe Wärmemenge erzeugt werden, als ob der Kohlenstoff durch schnelle Verbrennung in Kohlensäure verwandelt worden wäre.

In einer kalten Umgebung verliert der Mensch und das Thier stets mehr

Wärme als in wärmerer; da aber die Blutwärme bei den Säugethieren und Vögeln von der Temperatur der Luft unabhängig ist, so ist klar, daß im Körper mehr Wärme erzeugt werden muß, wenn ihm in jedem Augenblick eine größere Wärmemenge entzogen wird, wenn er also in kalter Luft lebt, als wenn er in wärmerer Umgebung nur wenig Wärme nach außen hin abgibt. Um aber in gleichen Zeiten mehr Wärme erzeugen zu können, muß dem Körper mehr Kohlenstoff zugeführt werden, durch dessen Oxydation die Wärme erzeugt wird, wie man ja auch bei kaltem Wetter mehr Brennmaterial im Ofen verbrennen muß, um ein Zimmer auf einer bestimmten constanten Temperatur zu erhalten, als bei gelinder Kälte. Dadurch erklärt sich nun, warum der Nordländer mehr Speisen und besonders mehr kohlenstoffhaltige Speisen zu sich nehmen muß als der Bewohner der heißen Zone.

Die Wärmemenge, welche ein Thier in einer gegebenen Zeit entwickelt, hat Dulong auf folgende Weise zu bestimmen gesucht: Das Thier wurde in einen Kasten von dünnem Kupferblech gebracht, welcher in eine große Masse Wasser eingetaucht war. Die durch das Thier erzeugte Wärme wurde durch die Temperaturerhöhung des Wassers bestimmt, die zum Athmen nöthige Luft wurde durch ein Gasometer geliefert, und die Producte der Respiration wurden gesammelt und analysirt. Ein solcher Versuch dauerte ungefähr 2 Stunden; es zeigte sich, daß die ausgeathmete Luft feuchter war, daß ein Theil des Sauerstoffs durch Kohlensäure ersetzt und daß außerdem noch ein Theil Sauerstoff verschwunden war. Der Stickstoffgehalt der Luft hatte keine Veränderung erlitten. Nimmt man nun an, daß der Sauerstoff, welcher in Kohlensäure verwandelt worden ist, sich wirklich beim Respirationsproceß mit dem Kohlenstoff verbunden hat; nimmt man ferner an, daß der verschwundene Sauerstoff sich mit Wasserstoff zu Wasser verbunden hat, so kann man leicht die Wärmemenge berechnen, welche auf diesem Wege entwickelt wird; dieser Rechnung zufolge wird aber durch die Respiration nur 8 bis 9 Zehntel der Wärme erzeugt, welche das Thier an das Wasser abgegeben hat, es scheint demnach die Respiration nicht die einzige Quelle der thierischen Wärme zu seyn.

Liebig hat aber gezeigt, daß der angeführte Versuch zu diesem Schlusse nicht berechtigt; bei der großen Differenz zwischen der Temperatur des Wassers und des Thieres ist der Wärmeverlust freilich größer, als man dem verbrauchten Sauerstoff nach erwarten sollte; man muß aber auch bedenken, daß bei sehr kalter Umgebung die freie Bewegung des Thieres gehindert war, daß es durch vermehrte Bewegung das Athmen nicht gehörig beschleunigen konnte, daß es sich also in einem unnatürlichen Zustande befand, in welchem es nothwendig frieren mußte und den es auf die Dauer unmöglich hätte aushalten können.

480 **Wärmeentwicklung durch mechanische Mittel.** Daß durch die Compression der Luft Wärme frei wird, ist schon oben angeführt worden; durch rasche Compression der Luft kann eine sehr bedeutende Temperaturerhöhung bewirkt werden, und darauf gründet sich das pneumatische Feuerzeug. Die Flüssigkeiten, welche sich nur wenig comprimiren lassen, zeigen auch nur eine unbedeutende Temperaturerhöhung. Feste Körper werden durch Compression oft bedeutend erhitzt, wie man dies beim Hämmern der Metalle und beim Prägen der Münzen beobachten kann. Ob die Temperaturerhöhung fester Körper durch Compression gleichfalls dem Umstand zugeschrieben werden muß, daß mit der größern Dichtigkeit ihre specifische Wärme geringer wird, daß also ein Theil der Wärme, welche als specifische Wärme in derselben enthalten war, nur bei ihrer Compression als fühlbare Wärme austritt, ist noch nicht mit Sicherheit entschieden.

Welche bedeutenden Temperaturerhöhungen durch Reibung hervorgebracht werden können, ist allgemein bekannt. Ein eiserner Radschuh erhitzt sich oft so, daß er zischt, wenn er mit Wasser in Berührung kommt; trocknes Holz läßt sich durch Reibung entzünden, ja an einem laufenden Schleifstein von $7\frac{1}{2}$ Fuß Durchmesser soll ein eiserner Nagel weißglühend werden. Bis jetzt ist man noch nicht im Stande, eine genügende Erklärung dieser Erscheinungen zu geben.

Achtes Buch.

Meteorologie.

Erstes Kapitel:

Vertheilung der Wärme auf der Erdoberfläche.

Die Erwärmung der Erdoberfläche und der Atmosphäre, durch welche⁴⁸¹ allein das Gedeihen der Pflanzen- und Thierwelt möglich ist, haben wir nur den Strahlen der Sonne zu danken, welche somit als die Quelle alles Lebens auf unserm Planeten betrachtet werden muß. — Wo die Mittags-sonne vertical über den Köpfen der Bewohner steht, wo ihre Strahlen unter rechtem Winkel die Erdoberfläche treffen, da entwickelt sich eine üppige Vegetation, wenn eine zweite Bedingung ihrer Existenz, nämlich die Feuchtigkeit, nicht fehlt; wo aber die Sonnenstrahlen stets allzu schräg auffallen, um eine merkliche Wirkung hervorzubringen, da starret die Natur von ewigem Eise, da hört alles Thier- und Pflanzenleben auf.

Um die Vertheilung der Wärme auf der Erdoberfläche im Allgemeinen zu übersehen, müssen wir zunächst die Folgen der täglichen und jährlichen Bewegung der Erde untersuchen.

In Folge der jährlichen Bewegung der Erde verändert die Sonne fortwährend ihre scheinbare Stellung am Himmelsgewölbe; der Weg, welchen sie an dem Himmelsgewölbe während eines Jahres durchläuft, geht durch 12 Sternbilder hindurch, welche den Thierkreis bilden.

Denken wir uns das Himmelsgewölbe als eine große Hohlkugel, so bildet die Sonnenbahn auf dieser Hohlkugel einen großen Kreis, welcher bekanntlich den Namen der Ekliptik führt. Diese Ekliptik fällt nicht mit dem Himmelsäquator zusammen, sie schneidet ihn unter einem Winkel von $23^{\circ} 28'$.

Zweimal im Jahr, am 21. März und am 21. September, passirt die Sonne den Himmelsäquator. Vom März bis zum September befindet sie sich auf der nördlichen, vom September bis zum März auf der südlichen

Halbkugel; am 21. Juni erreicht sie ihren nördlichen, am 21. December ihren südlichen Wendepunkt, sie steht am 21. Juni $23^{\circ} 28'$ nördlich, am 21. December $23^{\circ} 28'$ südlich vom Himmelsäquator.

Die Richtung unserer Erdaxe fällt nun mit der Himmelsaxe, die Ebene des Erdäquators mit der des Himmelsäquators zusammen; wenn also die Sonne gerade auf dem Himmelsäquator steht, so treffen ihre Strahlen an jedem Orte des Erdäquators zur Mittagszeit rechtwinklig die Erdoberfläche, während sie die beiden Erdpole nur streifen und die den Polen näher liegenden Gegenden nur sehr schräg treffen.

Denken wir uns parallel mit dem Aequator $23^{\circ} 28'$ nördlich und eben so weit südlich von demselben einen Parallelkreis auf der Erdoberfläche gezogen, so ist ersterer der Wendekreis des Krebses, letzterer der Wendekreis des Steinbocks. Alle Orte, welche auf diesen Wendekreisen liegen, werden einmal im Jahre rechtwinklig von den Sonnenstrahlen getroffen, und zwar ist dies für den Wendekreis des Krebses am 21. Juni, für den Wendekreis des Steinbocks am 21. December der Fall.

Der ganze Erdgürtel, welcher zwischen den beiden Wendekreisen liegt, wird die heiße Zone genannt, weil hier die immer nur wenig schräg auf fallenden Sonnenstrahlen die kräftigste Wirkung hervorbringen können.

Auf dem Aequator ist die Wärme das ganze Jahr hindurch ziemlich gleichförmig vertheilt, weil ja zweimal im Jahr die Sonnenstrahlen rechtwinklig auf den Boden treffen und weil sie in den Zwischenzeiten auch nicht sehr schräg einfallen.

Je mehr man sich den Wendekreisen nähert, desto merklicher werden die Unterschiede der Temperatur in verschiedenen Zeiten des Jahres, desto deutlicher spricht sich der Charakter der Jahreszeiten aus. Auf den Wendekreisen fallen die Sonnenstrahlen nur einmal des Jahres rechtwinklig auf die Erdoberfläche und einmal machen sie einen Winkel von 47° mit der Richtung des Bleiloths, sie fallen also schon bedeutend schräg auf; die Temperatur der heißesten und der kältesten Jahreszeit, welche ein halbes Jahr auseinander liegen, sind schon ziemlich bedeutend von einander verschieden.

Auf beiden Seiten der heißen Zone, von den Wendekreisen, bis zu den Polarkreisen (die Polarkreise sind diejenigen Parallelkreise, für welche der längste Tag gerade 24 Stunden dauert, sie liegen gerade $66^{\circ} 32'$ nördlich und südlich vom Erdäquator) liegen die nördliche und südliche gemäßigte Zone; die vier Jahreszeiten sind in ihnen am entschiedensten ausgesprochen; im Allgemeinen nimmt natürlich die Wärme mit der Entfernung vom Aequator ab.

Um die beiden Pole herum bis zu den Polarkreisen liegen die nördliche und die südliche kalte Zone.

In Folge der Umdrehung der Erde um ihre Axe nimmt die Sonne an

der scheinbaren Bewegung aller Gestirne Theil; eine Folge dieser täglichen Bewegung ist bekanntlich die Abwechselung zwischen Tag und Nacht. Nur während des Tages wird die Erdoberfläche durch die Sonnenstrahlen erwärmt, nach Sonnenuntergang strahlt sie Wärme gegen den Himmelsraum aus, ohne daß dieser Verlust ersetzt wird, während des Nachts muß also die Erdoberfläche erkalten.

Unter dem Aequator ist Tag und Nacht das ganze Jahr hindurch gleich; jeder Tag und jede Nacht dauert 12 Stunden; sobald man sich aber von dem Aequator entfernt, wechselt die Tageslänge mit der Jahreszeit, und dieser Wechsel wird um so auffallender, je mehr man sich den Polen nähert. Die folgende Tabelle enthält die Dauer des längsten Tages für verschiedene geographische Breiten:

Polhöhe	Dauer des längsten Tages
0	12 Stunden
16° 44'	13 „
30° 48'	14 „
41° 24'	15 „
49° 22'	16 „
54° 31'	17 „
58° 27'	18 „
61° 19'	19 „
63° 23'	20 „
64° 50'	21 „
65° 48'	22 „
66° 21'	23 „
66° 32'	24 „
67° 23'	1 Monat
69° 50'	2 „
73° 39'	3 „
90°	6 „

Unter dem Aequator kann also der Wechsel der Tageslänge keinen Einfluß auf den Gang der Wärme in verschiedenen Jahreszeiten haben. Da selbst unter den Wendekreisen die Ungleichheit der Tageslänge noch nicht sehr bedeutend ist, so kann also zwischen den Tropen überhaupt der Wechsel der Tageslänge nicht viel die Temperaturunterschiede zwischen der heißen und kalten Jahreszeit vergrößern oder verkleinern; in sehr hohem Grade ist dies aber bei hohen Breiten der Fall.

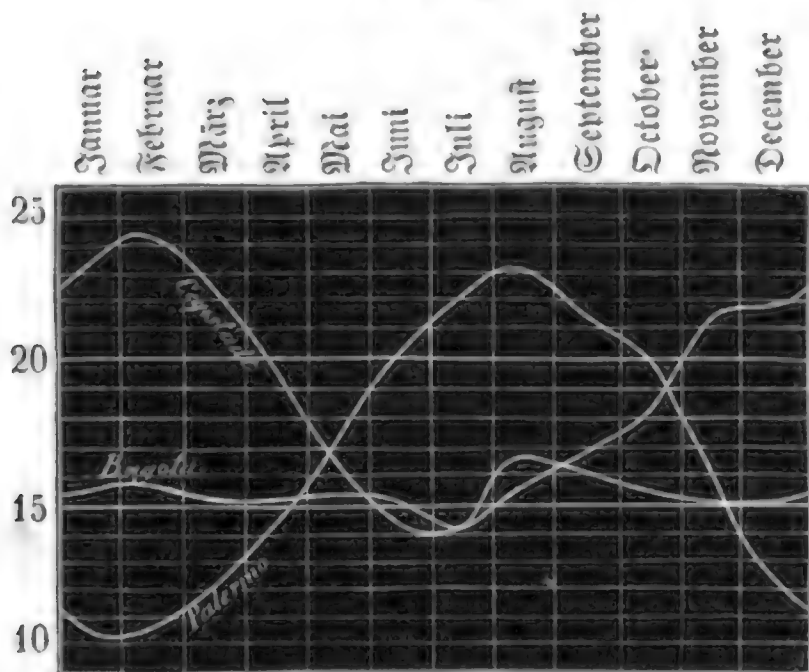
Im Sommer, wenn die Sonnenstrahlen weniger schräg auffallen, verweilt in höheren Breiten die Sonne auch länger über dem Horizont; die längere Dauer der Einwirkung ersetzt, was den Sonnenstrahlen an Intensität abgeht, und so kommt es, daß es selbst an Orten, die sehr weit vom

Äquator entfernt liegen, im Sommer sehr heiß werden kann (in Petersburg steigt das Thermometer an heißen Sommertagen bisweilen auf 30°); im Winter dagegen, wo die ohnehin schräger auffallenden Sonnenstrahlen überhaupt nur wenig wirken können, ist der Tag obendrein sehr kurz, die Nacht aber, während welcher der Boden seine Wärme ausstrahlt, außerordentlich lang, und so muß also im Winter die Temperatur sehr tief sinken. Der Unterschied zwischen der Temperatur des Sommers und des Winters wird also im Allgemeinen um so größer seyn müssen, je weiter man sich vom Äquator entfernt.

In Bogota, welches $4^{\circ} 35'$ nördlich vom Äquator liegt, beträgt die Temperaturdifferenz des heißesten und kältesten Monats nur 2° ; in Mexico ($19^{\circ} 25'$ N. B.) beträgt diese Differenz 8° ; für Paris ($48^{\circ} 50'$ N. B.) 17° , für Petersburg ($59^{\circ} 56'$ N. B.) 32° .

Recht anschaulich werden diese Verschiedenheiten durch die graphischen Darstellungen in Fig. 986 und Fig. 987 gemacht. Fig. 986 stellt die

Fig. 986.



Ab- und Zunahme der mittleren Temperatur von Monat zu Monat für Sta. Fe de Bogota, Palermo und die Capstadt, Fig. 987 (a. f. S.) aber stellt sie für Mexico, Paris, Moskau und Boothia Felix dar. Für Bogota ist die mittlere Temperatur des Februars nahe 16° , sie sinkt gegen Ende März auf 15° , die niedrigste Tem-

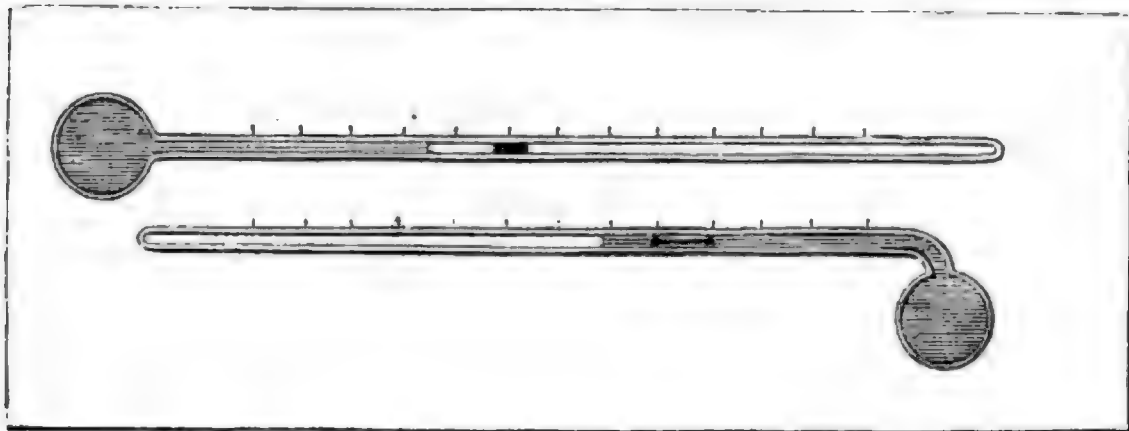
peratur von $14\frac{1}{2}^{\circ}$ fällt in den Monat Juli, im August aber erreicht die Wärme ein Maximum von $16\frac{1}{2}^{\circ}$; die Kurve für Bogota zeigt also in ihrem Verlauf durchaus kein starkes Steigen und Fallen; die Jahreszeiten erscheinen hier ganz verwischt.

Anders verhält es sich in Palermo ($38^{\circ} 7'$ N.). Hier herrscht gegen Ende Januar die niedrigste Temperatur des ganzen Jahres, nämlich $10,3^{\circ}$; dann nimmt die Wärme zu bis zum Anfang August, wo die mittlere Temperatur etwas über 23° beträgt; die Kurve für Palermo steigt und sinkt also schon sehr bedeutend im Vergleich gegen die von Bogota. Die Kurve für das Cap der guten Hoffnung ist der von Palermo sehr ähnlich, nur fällt natürlich der Sommer am Cap mit der kalten Jahreszeit in

stattfindet. Dies erreicht man nun durch den Thermometrographen sowohl als durch das Maximum- und Minimumthermometer von Walferdin.

Das Thermometrograph ist Fig. 988 abgebildet; es besteht aus

Fig. 988.



zwei Thermometern, deren Röhren wagerecht liegen und von denen das eine ein Quecksilberthermometer, das andere ein Weingeistthermometer ist. In der Röhre des Quecksilberthermometers liegt ein Stahlstäbchen, welches durch die Quecksilbersäule fortgeschoben wird, wenn sich das Quecksilber in der Kugel dieses Thermometers ausdehnt; wenn nun aber das Thermometer wieder erkaltet, so zieht sich die Quecksilbersäule wieder zurück, das Stahlstäbchen aber bleibt an der Stelle liegen, bis zu welcher es bei dem höchsten Stand des Thermometers geschoben worden war; ein solches Thermometer giebt also das Maximum der Temperatur an, welches innerhalb einer gewissen Periode geherrscht hat.

In der Röhre des Weingeistthermometers liegt ein ganz feines Glasstäbchen, welches an beiden Enden etwas dicker ist, wie man Fig. 988 deutlich sieht; das Glasstäbchen liegt noch in dem Weingeistfäulchen, und wenn der Weingeist an der Kugel erkaltet, und sich die Weingeistfäule in der Röhre bis an das erste Knöpfchen des Glasstäbchens zurückgezogen hat, so wird bei fernerm Sinken der Temperatur das Glasstäbchen in Folge der Adhäsion zwischen Weingeist und Glas durch die noch weiter sich zurückziehende Weingeistfäule mitgenommen; wenn aber die Flüssigkeit in der Kugel wieder wärmer wird, so geht beim Steigen des Thermometers die Flüssigkeit an dem Stäbchen vorbei, ohne es fortzuschieben; das Stäbchen, welches von dunkelfarbigem Glase gemacht seyn muß, damit man es deutlich sehen kann, bleibt also an der Stelle liegen, welche dem Minimum der Temperatur entspricht, welche innerhalb eines gewissen Zeitraumes herrschte.

Wenn die Kugel des einen Thermometers auf der rechten Seite liegt, so liegt die des andern links, und wenn man den ganzen Apparat etwas neigt und leise daran stößt, so fällt das Stahlstäbchen durch sein Gewicht bis auf

Fig. 989.



die Quecksilbersäule, das Glasstäbchen aber bis an das Ende der Weingeistsäule herab. Wenn man das so vorgerichtete Instrument stehen läßt, so wird bei jedem Steigen der Temperatur das Stahlstäbchen fortgeschoben, das Glasstäbchen aber bei jedem Sinken der Temperatur zurückgezogen.

Dieses Instrument ist besonders geeignet, um das Maximum und Minimum der täglichen Temperatur anzugeben. Wenn man es etwa jeden Abend in Stand setzt, so kann man den folgenden Abend ablesen, welches die höchste und welches die niedrigste Temperatur während der letzten 24 Stunden war.

Walferdin's Maximumthermometer ist Fig. 989 abgebildet. Es ist ein gewöhnliches Quecksilberthermometer, welches an seinem obern Ende ein Ausflußbehälter *a* hat, in welches die offene Spitze *b* der Thermometerrohre hineinragt. Um dies Thermometer zur Beobachtung vorzubereiten, neigt man es etwas, so daß die Spitze des Thermometerrohres ganz von dem Quecksilber des Ausflußbehälters umgeben ist; man erwärmt es dann, bis die ganze Röhre mit Quecksilber gefüllt ist und läßt es dann bis zu einer Temperatur erkalten, die sicherlich unter dem zu beobachtenden Maximum liegt; alsdann stellt man das Thermometer wieder aufrecht, so daß das überflüssige Quecksilber wieder von der Spitze weg in den sackartigen Behälter zurückfließt. Nehmen wir an, man habe das Thermometergefäß, um es zu erkalten, in Wasser getaucht, dessen Temperatur genau 20° beträgt, so ist also bei 20° die Thermometer-

Fig. 990.



Fig. 991.



röhre vollständig mit Quecksilber gefüllt; sobald es also einer Temperatur ausgesetzt wird, welche über 20° hinausgeht, muß das Quecksilber in Tröpfchen aus der Spitze der Röhre auslaufen (Fig. 991). Wenn man nun das Thermometergefäß wieder auf 20° erkaltet, so wird nicht mehr die ganze Röhre mit Quecksilber angefüllt seyn, sondern der Gipfel der Quecksilbersäule wird jetzt tiefer stehen, weil ja ein Theil des Quecksilbers ausgefloßen ist. Nehmen wir an, der Gipfel der Quecksilbersäule stünde jetzt 15°

Fig. 992.



unter der Spitze *b*, so ist klar, daß bei einer Temperatur von $20 + 15^{\circ}$ die Röhre wieder ganz mit Quecksilber ausgefüllt seyn würde; das Maximum der Temperatur, welcher das Thermometer unterdessen ausgesetzt war, wäre also für diesen Fall 35° .

Walferdin's Minimumthermometer ist Fig. 992

Fig. 993.



dargestellt. Das Gefäß *a* ist mit Quecksilber gefüllt, über welchem sich etwas Weingeist befindet; in diesen Weingeist ragt die Spitze der Thermometeröhre herab. Um das Thermometer zur Beobachtung vorzubereiten, erkaltet man es unter die Temperatur, welcher es ausgesetzt werden soll, kehrt es alsdann um, wie man Fig. 993 sieht, und treibt dadurch, daß man es nun wieder etwas erwärmt, eine Quecksilbersäule

in die Röhre, welche ungefähr die Länge von 15° Graden einnimmt; darauf wird das Thermometer wieder in seine aufrechte Stellung gebracht, und dadurch, daß man es in ein Wasserbad von genau bekannter Temperatur taucht, auf eine Temperatur gebracht, welche jedenfalls höher ist als das zu erwartende Temperaturminimum; die Stelle, an welcher jetzt der Gipfel der Quecksilbersäule steht, wird nun notirt. Nehmen wir an, der Gipfel der Quecksilbersäule stehe bei 20° und die Temperatur des Wasserbades sey 12° gewesen. Sobald nun das Thermometer niedrigeren Temperaturen ausgesetzt wird, sinkt die Quecksilbersäule, und ein Theil des Quecksilbers tröpfelt aus der Röhre durch den Weingeist in das untere Gefäß; wenn nun auch die Temperatur wieder steigt, so tritt doch kein Quecksilber mehr in die Röhre, der Quecksilberfaden ist also jetzt kürzer als vorher; nehmen wir an, er nehme nur noch eine Länge von 6° ein, so muß unterdeß die Temperatur um $20 - 6$, also um 14° unter die Temperatur des Wasserbades gefallen gewesen seyn, das Minimum der Temperatur, welcher unterdeß das Thermometer ausgesetzt gewesen war, wäre also für unsern Fall $12 - 14$, also -2° gewesen.

wo sie ihr Maximum von $22,6^{\circ}$ erreicht, worauf sie dann wieder sinkt.

Im Januar, dem kältesten Monat, beobachtet man das Minimum der täglichen Wärme, nämlich $-2,86^{\circ}$, ungefähr um 7 Uhr Morgens, das Maximum von $-0,59^{\circ}$ aber ungefähr um 1 Uhr Nachmittags.

Für Leith findet das Minimum der Temperatur während des wärmsten Monats (Juli), nämlich eine Temperatur von 13° , Morgens um 4 Uhr, das Maximum von $18,24^{\circ}$ gegen 5 Uhr Nachmittags Statt. Während des kältesten Monats (Januar) schwankt das Thermometer zu Leith zwischen einem Maximum von $5,89$ und einem Minimum von $4,41^{\circ}$; ersteres fällt ungefähr auf 3 Uhr Nachmittags, letzteres ungefähr um 6 Uhr Morgens.

Das Minimum der Temperatur findet also kurz vor Sonnenaufgang, das Maximum einige Stunden nach Mittag Statt, und zwar im Sommer später, im Winter früher.

Dieser Gang läßt sich leicht erklären. Vor Mittag, während die Sonne stets höher und höher steigt, empfängt die Erdoberfläche mehr Wärme als sie ausstrahlt, ihre Temperatur und die Temperatur der Atmosphäre muß also steigen; dies dauert nun auch noch etwas über Mittag hinaus, wenn die Sonne aber tiefer sinkt, wenn ihre Strahlen weniger wirksam werden, so strahlt die erwärmte Erde mehr Wärme aus, als durch die Sonnenstrahlen ersetzt werden kann; diese Erkaltung dauert natürlich nach Sonnenuntergang noch fort, bis die Morgenröthe die Wiederkehr der Sonne ankündigt.

Nicht immer werden die täglichen Schwankungen des Thermometers diesen normalen Gang verfolgen, weil derselbe oft durch fremde Einflüsse, z. B. durch Umschlagen der Witterung, gestört wird; um das Gesetz der täglichen Wärmeveränderungen mit Sicherheit zu ermitteln, muß man deshalb den normalen Gang aus einer Combination möglichst zahlreicher Beobachtungen ableiten.

An manchen Orten erleidet der normale Gang der täglichen Wärmevariationen durch örtliche Einflüsse, z. B. durch Windströmungen, regelmäßige Störungen, wodurch die Zeit des Maximums eine beständige Verrückung erleidet; so tritt an manchen Meeresküsten der heißen Zone das Maximum der täglichen Temperatur schon vor Mittag, z. B. im Mai zu Madras um 11 Uhr 18' ein.

Die Betrachtung der Kurven, Fig. 994, führt uns noch zu anderen interessanten Resultaten. In Halle schwankt das Thermometer während des heißesten Monats in 24 Stunden durchschnittlich zwischen $13,5^{\circ}$ und $22,5^{\circ}$, also um 9° , während für denselben Monat die Gränzen der täglichen Schwankungen des Thermometers für Leith nur etwas mehr als 5° auseinander liegen; ein ähnliches Verhalten finden wir auch bei den Winter-

Kurven; auch hier sind die täglichen Veränderungen des Thermometerstandes für Halle bedeutender als für Leith; außerdem zeigen uns diese Kurven, daß der Sommer in Halle wärmer, der Winter aber kälter ist als in Leith. Wir werden auf diesen wichtigen Punkt zurückkommen, wenn wir die Unterschiede zwischen einem Land- und Seeklima besprechen werden.

Wenn man das Mittel aus je 24stündlichen Beobachtungen nimmt, so erhält man die mittlere Temperatur des Tages; so ergiebt sich aus den Beobachtungen, nach welchen Fig. 994 construirt wurde, $18,2^{\circ}$ für Halle und $15,7^{\circ}$ für Leith als die mittlere Tagestemperatur im Monat Juli; — $2,05^{\circ}$ und 5° aber für die mittlere Tagestemperatur im Monat Januar für Halle und Leith.

Da es ungemein mühsam ist, stündliche Thermometerbeobachtungen längere Zeit hindurch fortzusetzen, so ist es für die Meteorologie von der größten Wichtigkeit, Methoden ausfindig zu machen, durch welche man die mittlere Tagestemperatur ohne diese stündlichen Beobachtungen ausfindig machen kann. Zweimal des Tages muß das Thermometer die mittlere Tagestemperatur angeben, es scheint also am einfachsten, die Stunden auszumitteln, in welchen dies der Fall ist, und dann nur zu diesen Stunden das Thermometer abzulesen; diese Bestimmungsweise kann aber leicht zu Unrichtigkeiten führen, weil sich der Stand der Thermometer gerade zu der Zeit am schnellsten verändert, weil man also einen bedeutenden Fehler begehen kann, wenn man nur etwas zu früh oder zu spät beobachtet. Ein weit richtigeres Resultat erhält man, wenn man das Thermometer in mehreren gleichnamigen Stunden, etwa um 4 Uhr und um 10 Uhr Morgens und um 4 Uhr und 10 Uhr Abends, beobachtet; dies Mittel ist, wie Brewster gezeigt hat, bis auf $\frac{1}{10}$ Grad genau; auch erhält man ein brauchbares Resultat, wenn man um 7 Uhr Morgens, des Mittags und um 10 Uhr Abends beobachtet und aus diesen 3 Beobachtungen das Mittel nimmt.

Das Mittel zwischen dem innerhalb 24 Stunden stattfindenden höchsten und niedrigsten Thermometerstande weicht, wie Humboldt durch die Vergleichung zahlreicher Beobachtungen gezeigt hat, die er zu Paris und unter dem Aequator anstellte, nur um einige Zehntel eines Grades von der wahren mittleren aus allen stündlichen Beobachtungen abgeleiteten Temperatur ab. Das Maximum und Minimum der täglichen Temperatur läßt sich am bequemsten und am genauesten mit Hülfe eines Thermometrographen ermitteln.

Durch die Vergleichung der wahren mittleren Tagestemperatur mit dem Mittel aus dem höchsten und niedrigsten Thermometerstande läßt sich ein Correctionsfactor ermitteln, vermittelst dessen man im Stande ist, aus der

Beobachtung des täglichen Maximums und Minimums ganz genau das wahre Tagesmittel zu berechnen, ja man ist durch die Kenntniß des täglichen Ganges der Wärme im Stande, aus Beobachtungen, die zu beliebigen Stunden des Tages gemacht worden sind, das Tagesmittel abzuleiten, doch können wir hier nicht weiter darauf eingehen.

Wenn man für irgend einen Tag durch die nöthigen Beobachtungen die mittlere Temperatur ermittelt hat, so wird man in einem andern Jahre an demselben Tage nicht genau dieselbe Temperatur, sondern bald eine höhere, bald eine tiefere finden; so ergaben sich aus den Beobachtungen des physikalischen Vereins zu Frankfurt a. M. für die mittlere Temperatur des 14. Juli von 1837 bis 1842 folgende Werthe:

1837	16,4° R.
1838	22,2
1839	19,5
1840	12,0
1841	13,8
1842	18,5

Mittel 17,06° R.

Für Frankfurt a. M. ist also nach diesen 5jährigen Beobachtungen die mittlere Temperatur des 14. Juli 17,06° R. Eine so kurze Periode reicht jedoch nicht hin, um die Durchschnittszahl der mittleren Temperatur irgend eines Tages im Jahre mit Sicherheit zu ermitteln.

Mittlere Temperatur der Monate und des Jahres. Wenn man die mittlere Temperatur aller Tage eines Monats kennt, so hat man nur die Summe dieser mittleren Tagestemperaturen durch die Anzahl der Tage zu dividiren, um die mittlere Temperatur des Monats zu erhalten.

Nimmt man das arithmetische Mittel aus den für die 12 Monate des Jahres gefundenen Mitteltemperaturen, so erhält man die mittlere Temperatur des Jahres.

Um die mittlere Temperatur eines Ortes mit Genauigkeit zu bestimmen, muß man das Mittel aus einer möglichst großen Reihe von mittleren Jahrestemperaturen nehmen. In der Regel weichen aber die mittleren Jahrestemperaturen nur wenig von einander ab, so daß man die mittlere Temperatur eines Ortes selbst dann schon mit ziemlicher Genauigkeit erhält, wenn man sie nur für einige Jahre kennt. Für Paris waren folgende die mittleren Temperaturen der Jahre 1803 bis 1816:

alle Orte derselben Hemisphäre genau dieselbe ist, so ist eine solche Verschiedenheit nur durch locale Einflüsse bestimmt.

Im Durchschnitt können wir für die gemäßigte Zone der nördlichen Halbkugel den 26. Juli für den heißesten, den 14. Januar für den kältesten Tag des Jahres betrachten.

Urago hat in einer Liste alle Tage zusammengestellt, an welchen zu Paris von 1665 bis 1823 das Maximum und das Minimum der Temperatur beobachtet worden war. Die kältesten Tage fallen meistens in die zweite Woche des Januar, die heißesten Tage sind unregelmäßig im Juli und August vertheilt. In Mastrich fiel während der Jahre 1818 bis 1833 das Maximum der Temperatur

11mal in den Juli
3mal „ „ August
2mal „ „ Juni.

Das Minimum aber

6mal in den Januar
5mal „ „ Februar
3mal „ „ December
2mal „ „ März.

Im Durchschnitt fällt dort die höchste Temperatur auf den 19. Juli, die niedrigste auf den 22. Januar.

In Frankfurt a. M. wurden die Maxima und Minima der Temperatur von 1838 bis 1842 an folgenden Tagen beobachtet:

Maxima:		Minima:	
1838	14. Juli . . 27,7° R.	16. Januar — 18,0	
1839	17. Juni . . 27,0	{ 28. Januar — 9,4	
		{ 4. Februar — 9,6	
1840	{ 2. Juni . . 23,0	{ 12. Januar — 12,7	
	{ 2. Septbr. 23,4	{ 16. Decbr. — 14,9	
1841	24. Mai . . 25,1	6. Februar — 11,0	
1842	19. August 26,0	12. Januar — 9,0.	

Nach 20jährigen Beobachtungen zu Frankfurt a. M. ergibt sich, daß daselbst im Durchschnitt der 22. Juli der heißeste, der 15. Januar der kälteste Tag des Jahres ist.



In Boothia Felix herrscht die mittlere Jahrestemperatur ebenfalls in der Mitte April und zu Ende September, in Mexico im März und im October.

Für Frankfurt a. M. tritt der mittlere Wärmegrad des ganzen Jahres durchschnittlich am 8. April und am 18. October ein.

Aus zahlreichen Temperaturbeobachtungen geht hervor, daß in der nördlichen gemäßigten Zone die mittlere Jahrestemperatur in der Regel auf den 24. April und den 21. October fällt; der jährliche Gang der Wärme ist demnach in diesen Gegenden folgender. Die Temperatur steigt von der Mitte Januar anfangs langsam, schneller im April und Mai, dann wieder langsamer bis zur Mitte Juli, darauf nimmt sie wieder ab, und zwar langsam im August, schneller im September und October, und erreicht in der Mitte Januar wieder ihr Minimum. Dieser Gang läßt sich leicht erklären. Wenn die Sonne nach dem Wintersolstitium wieder höher steigt, so geschieht doch dieses Steigen so langsam, die Tage nehmen so wenig zu, daß noch keine kräftigere Wirkung der Sonnenstrahlen möglich ist, das Minimum der Jahrestemperatur findet deshalb nach dem Wintersolstitium Statt; ein Steigen der Temperatur findet erst Statt, wenn die Sonne schon etwas weiter nach Norden gerückt ist; um die Zeit der Aequinoctien schreitet die Sonne am Himmelsgewölbe am schnellsten gegen Norden vor, deshalb ist um diese Zeit die Temperaturzunahme auch am merklichsten.

Wenn die Sonne ihren höchsten Stand erreicht hat, ist die Erde noch nicht so stark erwärmt, daß die Wärme, welche der Boden durch die Ausstrahlung verliert, der Wärmemenge gleich ist, welche er durch die Sonnenstrahlen erhält; dieser Gleichgewichtszustand würde sich, wenn die Sonne längere Zeit an dem nördlichen Wendepunkte stehen bliebe, erst nach einiger Zeit herstellen. Nun geht aber die Sonne nach dem Sommersolstitium anfangs nur sehr langsam zurück, die Wirkung der Sonnenstrahlen ist einige Zeit hindurch fast noch eben so stark wie im Moment des Solstitiums selbst; die Temperatur wird also auch noch nach dem längsten Tage, und zwar bis zur Mitte Juli, steigen, um dann wieder abzunehmen.

Diese Betrachtungen führen uns auf die Eintheilung des Jahres in vier Jahreszeiten.

Für die Meteorologie ist die astronomische Eintheilung, bei welcher die Jahreszeiten durch die Aequinoctien und Solstitien abgegränzt sind, nicht ganz zweckmäßig; am passendsten möchte es wohl seyn, das Jahr so einzutheilen, daß der heißeste Monat (Juli) in die Mitte des Sommers, der kälteste Monat (Januar) in die Mitte des Winters fällt. Demnach umfaßt der Winter die Monate December, Januar, Februar; der Früh-

ling März, April, Mai; der Sommer Juni, Juli, August; der Herbst September, October und November. Nach dieser Bedeutung sind auch die Jahreszeiten in der folgenden Tabelle zu nehmen, welche für eine große Anzahl von Orten, die über die ganze Erde zerstreut liegen, die mittlere jährliche Temperatur, die mittlere Temperatur der einzelnen Jahreszeiten, des heißesten und des kältesten Monats enthält. Diese Tabelle ist gewissermaßen ein Auszug aus der noch weit mehr Orte enthaltenden *Mahlmann'schen* Tabelle, welche dem dritten Theile von *Humboldt's* *Asie centrale* angehängt ist.

Mittlere Temperatur von 123 Orten, nach Mählmann.

O r t e.	Breite.	Länge östlich und westlich von Paris.	Höhe über dem Meeresspiegel in Faden.	Mittlere Temperatur						des Jahres.	des Winters.	des Frühjahrs.	des Sommers.	des Herbstes.	des kältesten Monats.	des wärmsten Monats.	Jahre.
Isfel, Metville . . .	74° 47' N	113° S' W	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1878
Ustjanf . . .	70 55	136 4 0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1879
Boothia-Geir . . .	70 2	94 10 W	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1880
Jakuz . . .	62 1	126 47 0	117	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1881
Main (Sabrador) . .	57 10	64 10 W	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1882
Enontekiä . . .	68 40	20 0 0	435	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1883
Casino auf dem Netua .	37 6	12 41	2990	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1884
St. Bernhard . . .	45 50	4 45	4843	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1885
Glatsch . . .	55 8	57 8	322	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1886
Jakuz . . .	52 16	101 58	409	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1887
Nord-Cap . . .	71 10	23 30	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1888
Rasan . . .	55 48	46 47	58	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1889
Petersburg . . .	59 56	27 59	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1890
Moskau . . .	55 45	35 18	146	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1891
Reikiavik . . .	64 8	24 16 W	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1892
Kalm . . .	60 39	13 25 0	121	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1893
Upsala . . .	59 52	15 18	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1894
Christiania . . .	59 54	8 25	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1895
Pompey (Nordam.) . .	42 56	78 25 W	390	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1896
Königsberg . . .	54 43	18 10 0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1897
Galiz . . .	44 39	65 57 W	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1898
Wilna . . .	54 41	22 58 0	117	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1899
Montreal . . .	45 31	75 55 W	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1900

O r t e.	Breite.	Länge östlich und westlich von Paris.	Höhe über dem Meeresspiegel in Fathoms.	Mittlere Temperatur.							Anzahl Beobachtungen.
				des Jahres.	des Winters.	des Frühjahrs.	des Sommers.	des Herbstes.	des kältesten Monats.	des wärmsten Monats.	
Leadhills	55° 25' N	6° 8' W	390	6,6	0,2	6,4	13,1	6,5	— 0,2 Jan.	14,0 Juli.	10
Fort Snelling	44 53	95 28	240	6,6	— 9,8	8,2	21,3	7,2	— 11,9	22,4	5
Elst	55 4	19 33	0	6,7	— 3,6	5,9	16,7	7,3	— 5,4	17,5	20
Neu-Archangel	57 3	137 38	W	6,9	— 0,7	5,2	12,7	8,6	— 0,2 Febr.	13,5 Aug.	3—5
Lund	55 42	10 51	0	7,2	— 1,4	5,4	16,7	8,3	— 1,9 Jan.	17,4 Juli.	54
Freiberg	50 55	11 0	403	7,2	— 1,7	7,2	15,9	7,5	— 3,2	16,4	9
Gotha	50 57	8 23	308	7,3	— 1,3	7,3	15,5	7,6	— 3,2	16,8	8
Zabor	49 24	12 19	429	7,3	— 2,7	7,3	16,9	7,7	— 4,6	18,0	15
Dumfermline	56 5	5 46	W	7,4	— 2,6	6,1	12,9	7,8	— 2,1	13,8	20
Warschau	52 13	18 42	0	7,5	— 2,5	7,0	17,5	8,0	— 4,0	18,2	26
Danzig	54 21	16 18	0	7,6	— 1,2	6,7	16,4	8,4	— 2,6	17,5	26
Bern	46 57	5 6	585	7,8	— 0,9	7,7	15,8	8,5	— 2,8	16,6 Aug.	20
Augsburg	48 22	8 34	493	7,9	— 0,7	8,3	16,6	8,2	— 3,3	17,5 Juli.	22
Breslau	51 6	14 42	140	8,1	— 1,0	7,2	17,3	8,1	— 1,5	19,1	18
Kopenhagen	55 41	10 14	—	8,2	— 0,4	6,5	17,2	9,3	— 1,4	18,2	52
Alpenrose	55 3	7 5	—	8,3	— 0,6	6,9	16,2	9,0	— 0,4	16,9	16
Fulda	50 34	7 24	273	8,3	— 2,6	8,1	18,7	8,9	— 3,5	19,6 Aug.	11
Kremsmünster	48 3	11 48	361	8,3	— 1,9	8,4	17,6	8,4	— 2,0	18,0 Juli.	11
Dresden	51 3	11 24	121	8,5	— 0,4	7,7	17,2	8,9	— 1,7	(19,8)	10
St. Gallen	47 26	7 2	88	(8,5)	— 0,0	7,6	(17,2)	8,9	— 2,9	15,0	10
Edinburg	55 57	5 32	W	8,6	— 3,6	8,0	17,0	8,8	— 1,3	17,5	17
Hamburg	53 33	7 38	0	8,6	— 0,3	8,0	17,3	8,8	— 2,4	18,0	19
Berlin	52 31	11 3	39	8,6	— 0,8	8,4	17,6	9,1	— 3,1	18,3	25
Tübingen	48 31	6 43	331	8,6	— 0,7	8,6	17,1	8,9	— 2,2	17,8	22
Manchester	53 29	4 35	47	8,7	— 2,8	7,9	14,8	9,2	— 2,1	15,2	13

	51	31	—	9	37	0	111	8,8	0,0	8,6	17,5	9,1	2,3	—	19,2	5—10
Halle	48	9	—	9	14	—	526	8,9	0,4	9,0	17,4	9,1	1,5	—	18,0	32
München	42	31	—	73	14	W	—	8,9	—	7,2	20,6	10,5	3,8	—	21,9	45
Salem	47	16	—	9	4	0	526	9,0	—	10,0	18,3	9,6	3,8	—	18,4	51
Innsbruck	51	32	—	7	36	—	132	9,1	0,6	..	17,6	%
Göttingen	42	39	—	76	5	W	39	9,2	3,0	8,7	20,9	9,7	3,9	Febr.	22,2	17
Albany	42	21	—	73	24	—	..	9,3	1,6	7,7	20,5	10,4	3,3	Jan.	21,8	10
Boston	53	23	—	8	41	—	63	9,5	4,6	8,4	15,3	9,8	4,3	Jan.	16,0	13
Dublin	51	58	—	5	18	0	191	9,5	2,2	8,7	16,8	10,1	0,7	—	17,4	10
Münster	50	5	—	12	6	—	63	9,7	0,4	9,6	18,9	9,8	—	—	20,2	15
Brag	52	10	—	2	9	—	191	9,7	2,4	8,4	17,2	10,5	2,4	—	17,9	19
Leiden	46	12	—	3	49	—	396	9,7	1,2	9,5	17,9	10,2	0,4	—	18,6	40
Genf	41	25	—	98	3	W	244	9,7	5,2	10,6	23,2	10,3	6,9	—	23,9	5
Council-Bluffs	50	7	—	6	21	0	117	9,8	1,2	9,9	18,3	10,0	0,4	—	18,9	30
Franfurt a. M.	48	35	—	5	25	—	146	9,8	1,1	10,0	18,1	10,0	—	—	18,8	32
Strassburg	52	23	—	2	18	—	—	10,0	2,8	9,2	17,0	11,0	1,0	—	17,7	18
Haarlem	49	46	—	4	18	—	156	10,0	1,9	10,0	17,8	10,1	0,0	—	18,7	11
Exier	49	48	—	7	36	—	172	10,1	1,6	10,2	18,7	9,7	0,9	—	19,6	27
Büzburg	48	13	—	14	3	—	156	10,1	0,2	10,5	20,3	10,5	—	—	20,7	24—14
Wien	50	51	—	2	2	—	58	10,2	2,5	10,1	18,2	10,2	1,2	—	18,8	36
Brüssel	49	29	—	6	8	—	92	10,3	1,5	10,4	19,5	9,8	0,9	—	20,2	12
Mannheim	51	31	—	2	26	W	—	10,4	4,2	9,5	17,1	10,7	3,0	—	17,8	40
London	48	50	—	0	0	—	64	10,8	3,3	10,3	18,1	11,2	1,8	—	18,9	33
Paris	50	22	—	6	28	—	—	11,1	6,9	10,1	16,0	11,7	5,9	—	16,6	11
Plymouth	42	45	—	145	15	—	—	11,3	5,6	11,6	17,3	10,9	4,5	—	17,3	1
Gobartown	44	36	—	31	12	0	49	11,5	1,8	10,2	21,7	12,6	0,6	—	22,4	15
Sebastopol (Krimm)	46	9	—	3	28	W	—	11,6	4,2	10,6	19,4	11,5	2,9	Dec.	20,2	11
La Rochelle	39	17	—	78	58	—	..	11,6	0,4	10,4	23,1	12,9	0,6	Jan.	24,0	8
Baltimore	45	24	—	9	32	0	—	12,5	2,8	12,1	21,9	13,0	1,8	—	22,9	37
Padua	39	54	—	114	9	—	97	12,7?	1,0	14,8	28,1?	12,4	2,3	—	29,1	1
Peking	45	26	—	10	0	—	—	13,7	3,2?	13,5	22,8	13,3	4,1?	—	23,9	6
Benedig	41	0	—	26	39	—	..	13,7	3,3	12,6	23,0	15,8	1,8	—	..	19—7
Constantinopel	—	—	4,8	11,0	—	..	1—3

L r e.	Breite.	Gänge östlich und westlich von Paris.	Höhe über dem Meeresspiegel in Faden.	Mittlere Temperatur						Zahl der Tage, welche die Temperatur über 10 Grad beträgt.	
				des Jahres.	des Winters.	des Frühlings.	des Sommers.	des Herbstes.	des kaltesten Monats.		des wärmsten Monats.
Bordeaux	44 50	—	—	13,9	6,1	13,4	21,7	14,4	5,0 Jan.	22,9 Juli.	10
Barva	38 56	—	228	13,9	9,6	12,7	18,2	15,1	9,2 —	19,7 —	4
Marville	43 18	—	45	14,1	6,9	12,9	21,4	14,7	5,2 —	22,8 —	10—10
Madrid	40 25	—	663	14,2	5,6	14,2	23,4	13,7	—	—	2—3
Albuquerque	43 57	—	—	14,4	5,8	13,9	23,1	14,6	—	23,8 Aug.	25
Santa-Fe-de-Bogota	4 36	—	2631	15,0	15,1	15,3	15,3	14,5	14,0 Juli.	16,1 —	1—2
Alexandria	43 47	—	64	15,3	6,8	14,7	24,0	15,7	5,3 Jan.	25,2 Juli.	12
Mem	41 54	—	53	15,4	8,1	14,1	22,9	16,5	7,2 —	23,9 —	30
Quito	0 14 S	—	2914	15,6	15,4	15,7	15,6	17,5	14,8 Juli.	16,3 März.	2—3
Napoli	40 51 N	—	55	16,7	9,9	15,6	23,9	17,3	9,0 Jan.	25,0 Aug.	8
Isfahan	38 42	—	72	16,4	9,8	15,2	23,6	16,8	9,2 —	24,5 —	19
Merise	19 26	—	2271	16,4	11,3	15,5	21,7	17,0	11,2 —	22,3 Juli.	5
Buenos-Aires	34 37	—	—	16,6	13,0	18,1	19,1	16,2	12,3 —	19,7 Jan.	2
Palermo	38 7	—	55	16,9	11,4	15,2	22,8	18,1	11,0 —	23,8 Aug.	1—4
Algier	36 47	—	—	17,2	11,4	15,0	23,5	19,0	10,7 Febr.	24,6 —	39
Gibraltar	36 7	—	—	17,8	12,4	17,2	23,6	21,4	(14,5) März.	24,7 —	4
Canea	35 29	—	—	17,9	13,8	17,3	22,7	17,8	13,7 Febr.	23,5 Juli.	2
Smyrna	38 26	—	—	18,0	12,4	15,6	25,2	18,9	11,9 Jan.	27,5 Aug.	1—2
Ranchal	32 38	—	—	18,2	11,1	14,6	26,0	21,1	—	—	1
Cap der guten Hoff- nung	33 55 S	—	—	18,7	16,3	17,5	21,1	19,8	15,7 —	23,3 —	6
Montevideo	34 54	—	—	19,1	14,8	18,6	23,4	19,4	14,3 Aug.	24,1 Jan.	7—11
Tunis	36 48 N	—	—	19,3	14,1	18,1	25,2	20,0	13,3 Juli.	26,7 Dec.	1
Canton	23 8	—	—	20,3	13,2	18,3	28,3	21,9	11,7 Jan.	30,3 Aug.	3—4
				21,0	12,7	21,0	27,8	22,7	11,4 —	28,3 Juli.	10
				21,6	13,7	21,8	28,2	22,5	13,3 —	28,5 Juni.	3

Las-Palmas (Canarische Inseln)	28	0	—	17	51	W	—	21,8	18,0	19,4	23,8	26,2	17,8	29,2 Oct.	12
Caracas	10	31	—	69	25	—	887	22,0	20,9	21,8	23,4	22,2	20,0 Febr.	24,0 Juli.	1—2
Matao	22	11	—	111	14	0	—	22,5	16,4	21,1	28,3	24,1	14,5 —	28,6 —	2—5
Candj	7	18	—	78	30	—	513	22,7	22,3	23,5	22,8	22,4	21,8 Jan.	24,2 Mai.	5—6
Rio-Janeiro	22	55	S	45	36	W	—	23,1	20,3	22,5	26,1	23,6	19,6 Juli.	26,7 Jan.	7—9
St. Louis (Senegal)	16	1	N	18	53	—	—	24,6	21,1	21,4	27,6	28,2	19,9 Febr.	30,8 Sept.	1
Delta des Indus	24	44	—	65	57	0	—	—	17,8	—	—	—	17,2 Febr.	—	1
Havanna	23	9	—	84	43	W	—	25,0	22,6	24,6	27,4	25,6	21,9 Jan.	27,5 Aug.	8
Bera-Cruz	19	12	—	98	29	—	—	25,0	21,5	25,0	27,5	26,0	21,2 —	27,8 Mai.	13
Seringapatam	12	45	—	74	21	0	735	25,1	22,9	28,5	24,5	24,4	21,6 —	29,4 —	2
Benares	25	19	—	80	35	—	97	25,4	16,3	30,0	29,6	24,1	15,2 Dec.	33,4 —	4
Calcutta	22	35	—	86	0	—	—	28,5	19,9	28,1	28,5	26,1	18,4 Jan.	29,9 —	17—8
Bombay	18	56	—	70	34	—	—	26,0	23,2	27,2	28,1	27,3	22,4 —	29,3 —	2
Samaila	17	50	—	79	2	W	—	26,1	24,6	25,7	27,4	26,6	24,4 —	29,3 —	5
Paramaribo	5	45	—	57	33	—	—	26,5	25,9	26,3	26,9	28,2	25,6 Febr.	27,7 Juli.	1—3
Singapore.	1	17	—	101	30	0	—	26,5	25,9	26,9	27,1	26,7	25,6 Jan.	28,6 Sept.	6
Batavia	6	9	S	104	33	—	—	26,8	26,2	26,8	27,2	27,1	25,9 Juni.	27,4 Juni.	1
Gumana	10	28	—	66	30	W	—	27,4	27,0	28,6	28,1	—	26,9 Jan.	27,8 Jan.	1
Küste von Guinea	5	30	—	2	0	—	—	27,4	28,1	28,3	26,4	27,0	25,6 Febr.	29,2 Mai.	1—2
Mabras	13	5	—	77	57	0	—	27,8	24,8	28,6	30,2	27,5	24,1 Jan.	28,8 Febr.	25
Koufa	13	10	—	12	10	—	351	28,2	23,8	32,6	29,0	27,2	20,6 Dec.	31,3 Juni.	1—2
Maffowa (Abessinien)	15	36	—	37	9	—	—	(31,0)	26,7	29,5	—	32,0	25,5 Jan.	33,7 Apr.	1

Die mittleren Temperaturen des heißesten und des kältesten Monats geben uns durchaus noch nicht die Gränzen an, zwischen welchen an einem Orte das Thermometer schwanken kann, denn es sind ja selbst nur Mittelzahlen; dann aber schwankt ja auch, wie wir oben gesehen haben, die mittlere Temperatur eines und desselben Monats von einem Jahr zum andern oft sehr bedeutend. So kommt es denn auch, daß selbst in Gegenden, die sich sonst eines warmen Klimas und eines milden Winters erfreuen, manchmal eine ganz außerordentliche Kälte eintritt; so war z. B. im Jahre 1507 der Hafen von Marseille in seiner ganzen Ausdehnung zugefroren, wozu wenigstens eine Kälte von -18° erforderlich war; im Jahre 1658 zog Karl XII. mit seinem ganzen Heere sammt dem schweren Geschütz über den kleinen Belt. Im Jahre 1709 war der Meerbusen von Venedig und die Häfen von Marseille, Genua und Cetta zugefroren, und 1789 fiel das Thermometer zu Marseille auf -27° . Die folgende Tabelle giebt die höchsten und niedrigsten Temperaturen an, welche an verschiedenen Orten beobachtet worden sind.

	Minimum	Maximum	Differenz
Surinam	21,3 ^o	32,3 ^o	11,0 ^o
Pondicheri	21,6	44,7	23,1
Cöna (Aegypten)		47,4	
Cairo	9,1	40,2	31,1
Rom	— 5,9	38,0	43,9
Paris	— 23,1	38,4	61,5
Prag	— 27,5	35,4	62,9
Moskau	— 38,8	32,0	70,8
Fort Reliance (Nordamerika) —	56,7.		

Bedeutendere Abweichungen von dem normalen jährlichen Gang der Wärme treten nicht local auf, sondern sie sind über größere Strecken verbreitet; so war z. B. der Winter von 1821 auf 1822 in Europa sehr gelind, im December 1822 aber herrschte im ganzen westlichen Europa eine strenge Kälte; niemals ist jedoch eine gleichnamige bedeutende Abweichung über eine ganze Hemisphäre verbreitet. In der Regel ist die nördliche Halbkugel in der Richtung von Norden nach Süden in zwei Hälften getheilt, auf welchen entgegengesetzte Abweichungen von der normalen Temperatur beobachtet werden; ungefähr in der Mitte dieser beiden Hälften sind die Abweichungen am größten, da, wo sie aneinander stoßen, herrscht eine mittlere Temperatur. So war der Februar 1828 in Kasan und Irkutsk sehr kalt, in Nordamerika ungewöhnlich gelind, Europa aber lag indifferent zwischen diesen entgegengesetzten Abweichungen. Im December 1829 fiel das Maximum der Kälte nach Berlin, in Kasan war diese Kälte noch sehr

merklich; in Nordamerika aber herrschte ein ungewöhnlich gelindes Wetter, dagegen war die Kälte des Decembers 1831 auf Amerika beschränkt.

Meistens herrschen in Europa und Asien dieselben, in Amerika aber die entgegengesetzten Abweichungen vom mittleren Gang der Wärme.

Manchmal, jedoch seltener, läuft die Gränzlinie entgegengesetzter Abweichungen von Osten nach Westen.

Eine Abweichung von der mittleren Temperatur dauert oft längere Zeit hindurch in demselben Sinne fort. Vom Juni 1815 bis zum December 1816 herrschte in Europa eine ungewöhnlich niedrige Temperatur, was auch die Mißerndte von 1816 zur Folge hatte; das Jahr 1822 war bekanntlich ein ausgezeichnetes Weinjahr; die ungewöhnliche Wärme dauerte damals vom November 1821 bis zum November 1822.

Daraus folgt nun auch, daß die Meinung, als ob auf einen kalten Winter ein heißer Sommer, auf einen warmen Winter aber ein kühler Sommer folgen müsse, ganz irrig ist, indem häufig das Gegentheil stattfindet, wie man schon aus den beiden eben angeführten Beispielen sieht; so folgte ja auch der heiße Sommer 1834 auf einen sehr gelinden Winter.

Die Abweichungen von dem mittleren Gange der Wärme sind im Winter meist auffallender als im Sommer.

Sonach ist es höchst wahrscheinlich, daß stets dasselbe Wärmequantum, nur ungleich, auf der Erdoberfläche vertheilt sey. Ein kalter Winter ist die Folge eines längere Zeit vorherrschenden Nordostwindes, ein kühler Sommer aber die Folge vorherrschender Südwestwinde; diese sich abwechselnd verdrängenden Luftströmungen sind, wie Dove gezeigt hat, das Bedingende unserer Witterungsverhältnisse. Wenn auf einen kalten Winter ein heißer Sommer folgen sollte, so müßte ein ganzes Jahr hindurch der Nordost-, wenn aber auf einen milden Winter ein kühler Sommer folgen soll, so müßte ein ganzes Jahr hindurch der Südwestwind vorherrschen.

Isothermische Linien. Eine Tabelle wie die, welche auf Seite 451 485 bis 455 steht, enthält eine Masse von Elementen, aus welchen man die Verbreitung der Wärme auf der Erdoberfläche ableiten kann. Jedenfalls sieht man aus einer solchen Tabelle schon, daß nicht alle auf demselben Breitengrade liegenden Orte gleiche mittlere Temperatur haben. So ist z. B. die mittlere Jahreswärme am Nordcap — $0,1^{\circ}$, während Main auf der Küste Labrador eine mittlere Jahreswärme von — $3,6^{\circ}$ hat, obgleich Labrador 14° südlicher liegt als das Nordcap. Eine klare Uebersicht über die Vertheilung der Wärme auf der Erde hat zuerst Humboldt durch seine Isothermischen Linien möglich gemacht, durch welche er alle solche Orte derselben Hemisphäre verband, welche gleiche mittlere Jahreswärme haben. Seine Abhandlung über die Isothermen und die Verthei-

lung der Wärme auf der Erde erschien im Jahre 1817 im 3. Bande der *Memoires de la société d'Arcueil*.

Denken wir uns z. B., daß ein Reisender, von Paris ausgehend, eine Reise um die Erde in der Weise macht, daß er alle Orte der nördlichen Halbkugel besucht, welche dieselbe mittlere Jahreswärme haben wie Paris, nämlich $10,8^{\circ}$, so wird der Weg, den er auf diese Weise zurücklegt, eine Linie gleicher mittlerer Jahreswärme, also eine Isotherme Linie seyn; diese Linie fällt aber nicht mit dem Breitengrade von Paris zusammen, sie ist unregelmäßig und gekrümmt, d. h. sie geht durch Orte, welche eine ganz andere Breite haben als Paris.

Humboldt's Abhandlung enthält eine Tabelle von 60 Orten, für welche die mittlere Temperatur durch wenigstens 8000 Beobachtungen ermittelt worden war und nach diesen legte er seine Isothermen. Seit den letzten 20 Jahren sind nun durch zahlreiche Beobachtungen die klimatischen Verhältnisse vieler Orte genauer ermittelt worden, ohne daß dadurch der Typus der großen Krümmungen der Isothermen, wie sie Humboldt damals bestimmt hatte, wesentlich verändert worden wäre.

Fig. 997 stellt die Erdoberfläche in Merkators-Proportion mit den Isothermen von 5 zu 5 Grad dar. Am Erdaquator ist die mittlere Temperatur der Meeresufer $27,5^{\circ}$; auf der Westküste von Amerika und Afrika jedoch etwas geringer; im Innern der beiden Continente, besonders in Afrika, ist die mittlere Temperatur höher als an den Küsten, im Innern von Afrika steigt die mittlere Temperatur des Aequators über 29° .

Der Wärmeäquator, d. h. die Linie, welche man erhält, wenn man die heißesten Punkte der verschiedenen Meridiane mit einander verbindet, fällt nicht mit dem Erdaquator zusammen; die Gegenden, welche gerade unter dem Aequator liegen, sind also nicht immer die heißesten. Obgleich es gewiß zu seyn scheint, daß der Wärmeäquator größtentheils auf der nördlichen Halbkugel liegt, so fehlt es doch noch an zuverlässigen Beobachtungen, um seinen Lauf näher zu bezeichnen.

Die nördliche Isotherme von 25° geht durch Vera Cruz, berührt die Südspitze von Florida, steigt dann noch etwas nach Norden, um sich nach der Westküste von Afrika zu senken: dann steigt sie wieder nach Norden, geht durch den nördlichen Theil des rothen Meeres und durch den persischen Meerbusen hindurch u. s. w.

Die Anschauung der Karte Fig. 997 erspart uns eine weitere Beschreibung des Laufs der Isothermen. Man sieht, daß ihre Krümmungen in der nördlichen Halbkugel um so bedeutender werden, je weiter man sich vom Aequator entfernt; die Isotherme von 0° z. B. steigt von dem südlichen Ende der Küste von Labrador über Island nach dem Nordcap, um sich im Innern von Asien wieder bedeutend zu senken.



liche; dieser Unterschied möchte aber wohl geringer seyn, als man vielfach anzunehmen geneigt ist. Was vielleicht dazu beigetragen hat, die südliche Halbkugel für so bedeutend kälter zu halten als die nördliche, ist wohl der Umstand, daß man die Temperaturverhältnisse der südlichsten Theile von Amerika mit den Temperaturverhältnissen gleicher nördlicher Breiten in Europa verglichen hat, wo ja die Isothermen so außerordentlich weit nach Norden in die Höhe steigen; die Sache stellt sich ganz anders, wenn man die Gegenden von Südamerika mit solchen vergleicht, welche gleich weit vom Aequator an der Ostküste von Nordamerika liegen.

Die Nachrichten verschiedener Reisenden über dieselben Gegenden widersprechen sich oft geradezu, ein Beweis, wie sehr man sich hüten muß, aus vereinzelten Beobachtungen und Angaben einen Schluß auf die klimatischen Verhältnisse eines Landes zu machen. Cook konnte auf seiner zweiten Reise kaum den südlichen Polarkreis passiren, während später Weddel das Meer bis zum 74° frei fand. Dumont-Durville wurde bei seinen zweimaligen Versuchen, gegen den Südpol vorzudringen, am Polarkreis aufgehalten, James Ross hingegen fand bis 78° s. B. schiffbares Meer. Nach Forster sind die Berge an den Küsten von Neugeorgien (ungefähr 28° östlich vom Feuerland) bis an das Meer mit Schnee bedeckt, nur an wenigen der Sonne ausgesetzten Stellen war der Boden frei, während Weddel, welcher die Insel später besuchte, Gras von 6 Decimeter Höhe fand. Ebenso weichen die Schilderungen des Feuerlandes ab; Banks fand hier Birken (*betula antarctica*) von 9 bis 10 Meter Höhe und 6 bis 9 Decimeter Umfang. Bei Port Famine (mittlere Temp. 5°) sind die Küsten der Magellanstraße mit herrlichen Wäldern von *fagus antarctica* bedeckt, die von Papagayen bewohnt sind. Ein Beweis, daß die Winter in diesen Gegenden nicht sehr kalt seyn können, ist, daß die Eingeborenen ganz nackt gehen.

Das Klima der südlichen Spitze von Amerika ist ein solches, welches wir alsbald unter dem Namen des See-Klima's werden kennen lernen, d. h. der Sommer bleibt kühl, der Winter wird aber auch nicht streng; es ist dies leicht begreiflich, wenn man bedenkt, wie weit das nach Süden schmal zulaufende Südamerika in die ungeheuere Wassermasse hineinragt.

Die Isothermen nähern sich an den Westküsten von Südamerika dem Aequator weit mehr als auf den Ostküsten, die Westküsten sind also verhältnißmäßig kälter; dies rührt von einer kalten Meeresströmung her, welche an den Westküsten von Südamerika her nach Norden zieht.

Daß die südliche Halbkugel etwas kälter ist als die nördliche, rührt wohl daher, daß auf der nördlichen das Land, auf der südlichen hingegen das Meer vorherrscht. Das feste Land erwärmt sich durch die Absorption der



mitwirkenden störenden Elemente viel zu wenig, um die Gestalt der Isothermen aus theoretischen Betrachtungen abzuleiten.

Die ungleiche Vertheilung von Land und Wasser auf unserer Erdoberfläche veranlaßt eine ungleiche Erwärmung an verschiedenen Stellen, sie bedingt größtentheils die Richtung der Luft- und Meereströmungen, durch welche entweder die höhere Temperatur der Tropen nach den Polen hin oder umgekehrt die Kälte der Polarmeere dem Aequator genähert wird; die Wirkung, welche die Sonnenstrahlen an irgend einem Orte der Erde hervorzubringen im Stande ist, hängt von der Configuration des Landes, von der Beschaffenheit des Bodens ab, sie wird durch die Richtung der herrschenden Winde, durch Gebirgszüge modificirt, die klimatischen Verhältnisse einer Gegend sind also das Resultat mannigfacher Ursachen, welche sich theils combiniren, theils gegenseitig modificiren, und welche bald mehr allgemeiner, bald mehr localer Natur sind, welche bald direct, bald indirect wirken. „Die physische Geographie,“ sagt Humboldt, „hat ihre numerischen Elemente, wie das Weltssystem, und wir werden in der Kenntniß dieser Elemente in dem Maße fortschreiten, als wir die Thatfachen besser benutzen lernen, um in ihnen die allgemeinen Gesetze mitten in dem Zusammenwirken der partiellen Störungen zu erkennen.“

Ganz abgesehen davon, daß die ungleiche Vertheilung von Land und Wasser auf unserer Erdoberfläche die Richtung der Luft- und Meereströmungen modificirt, bewirkt sie auch direct eine ungleiche Wärmevertheilung, weil das feste Land, die Wärmestrahlen leichter absorbirend und ausstrahlend, sich schneller erwärmt und leichter wieder erkaltet als das Meer, welches, überall von gleichförmiger Natur, wegen seiner Durchsichtigkeit, wegen der bedeutenden specifischen Wärme des Wassers nicht so schnell erwärmt wird, die einmal erlangte Wärme aber auch nicht so schnell abgibt. Die Temperatur der Meeresoberfläche ist deshalb weit gleichförmiger, sowohl die täglichen als auch die jährlichen Temperaturschwankungen sind ungleich geringer als in der Mitte der großen Continente, und dadurch ist gerade der schon oben erwähnte Unterschied zwischen Land- und Seeklima bedingt, welcher dadurch größer wird, daß an den Küsten der nördlich gelegenen Länder der Himmel meistens bedeckt ist, was sowohl den wärmenden Einfluß der Sonnenstrahlen im Sommer mäßigt, als auch die starke Erkaltung des Bodens durch Wärmestrahlung im Winter hindert.

Inseln, welche mitten in einem großen Meere liegen, die Küsten und namentlich Halbinseln werden das weniger veränderliche Seeklima theilen, während die Unterschiede zwischen Sommer- und Wintertemperatur um so größer sind, je weiter man sich von den Küsten entfernt. Schon in der vorigen Nummer wurden Beispiele angeführt, welche zeigen, wie bei gleicher mittlerer Jahreswärme die Vertheilung der Wärme auf die verschiedenen

Das Klima der Westküsten von Europa ist ein beständiges, das Klima des östlichen Europas und des nördlichen Asiens dagegen ist ein excessives, wie es Buffon nennt.

Welchen Einfluß solche klimatischen Verschiedenheiten auf die Vegetation ausüben müssen, ist klar. An mehreren Orten Sibiriens, in Jakutzk z. B., wo die mittlere Jahrestemperatur — $9,7^{\circ}$ ist, die mittlere Wintertemperatur aber — $38,9^{\circ}$ beträgt, wird während des kurzen aber heißen Sommers Weizen und Roggen auf einem Boden gebaut, welcher in einer Tiefe von 3 Fuß beständig gefroren bleibt, während auf der Insel Island, bei ungleich höherer Jahrestemperatur und bei einer unbedeutenden Winterkälte an den Bau von Cerealien nicht mehr zu denken ist, weil die niedrige Sommertemperatur nicht hinreicht, sie zur Reife zu bringen.

Im nordöstlichen Irland, wo im Winter kaum Eis friert, in gleicher Breite mit Königsberg, gedeiht die Myrthe so kräftig wie in Portugal, auf den Küsten von Devonshire überwintert die *camellia japonica* und die *Fuchsia coccinea* im Freien; der Winter ist in Plymouth nicht kälter als in Florenz und Montpellier, der Weinbau gedeiht aber nicht in England, weil die Rebe wohl eine ziemlich starke Winterkälte vertragen kann, aber eines heißen Sommers bedarf, wenn die Trauben reifen und einen trinkbaren Wein liefern sollen. In Astrachan, welches mit dem Nordcap gleiche Winterkälte hat, reifen die herrlichsten Trauben. Ungarn bringt ausgezeichneten Wein hervor, obgleich seine Winter kälter sind als im nördlichsten Schottland, wo kein Obstbaum mehr gedeiht, ja selbst kälter als auf den Faroerinseln, wo auch die Buche und die Eiche nicht mehr fortkommt.

Ueberall, wo die mittlere Jahreswärme unter 17° ist, findet das Erwachen der Natur im Frühling in demjenigen Monate Statt, dessen mittlere Temperatur 6 bis 8° beträgt. Der Pfirsichbaum blüht, wenn die mittlere Temperatur eines Monats $5,5^{\circ}$, der Pflaumenbaum, wenn sie $8,2^{\circ}$ erreicht. Die Birke schlägt bei einer mittleren Monatstemperatur von 11° aus; in Rom findet dies im März, in Paris anfangs Mai, in Upsala in der Mitte Juni Statt; auf dem Nordcap kommt die Birke nicht mehr fort, weil die mittlere Temperatur des heißesten Monats nur $8,1^{\circ}$ beträgt.

Der mildernde Einfluß des Meeres wird auf ein Land verhältnißmäßig zu seiner Oberfläche um so bedeutender seyn, je größer der meerumspülte Umfang desselben ist. Je zerrissener die Küsten eines Landes sind, d. h. je mehr Halbinseln in das Meer, und je tiefer bedeutende Meerbusen in das Land hineinragen, desto gleichmäßiger wird sein Klima seyn. Europa verdankt seine vortheilhaften klimatischen Verhältnisse größtentheils seiner eigenthümlichen Configuration.

Der eben besprochene Einfluß des Meeres ist mehr localer Natur, er bewirkt eine gleichmäßigere Vertheilung der Wärme auf die verschiedenen

Jahreszeiten, er trägt aber weniger zur Erhöhung oder Erniedrigung der mittleren Jahrestemperatur bei. Die Krümmung der Isothermen ist nicht eine directe, sondern eine secundäre Wirkung der ungleichen Vertheilung von Wasser und Land, insofern dadurch die Luft- und Meeresströmungen modificirt werden.

In der nördlichen gemäßigten Zone sind die Südwest- und die Nordostwinde die vorherrschenden. Der Südwestwind kommt aus den Aequatorialgegenden und führt die Wärme der Tropen zum Theil nach den kälteren Ländern; dieser erwärmende Einfluß der Südwestwinde wird aber in solchen Ländern vorzugsweise merklich werden, welche der südwestlichen Luftströmung am meisten ausgesetzt sind, und somit erklärt sich, daß die Westküsten der großen Continente wärmer sind als die Ostküsten, daß die Isothermen in Europa, welches eigentlich nur eine halbinselförmige Verlängerung des asiatischen Continents ist, und an den Westküsten von Nordamerika weiter nach Norden steigen als im Innern von Asien und an den Ostküsten von Nordamerika.

Ein zweiter Umstand, welchem Europa sein verhältnißmäßig warmes Klima verdankt, ist der, daß sich im Süden von Europa, in der Aequatorialzone, nicht ein Meer, sondern ein ausgebreitetes Land, nämlich Afrika, befindet, dessen großentheils kahler und sandiger Boden unter dem Einfluß der senkrecht auffallenden Sonnenstrahlen außerordentlich heiß wird. Ein warmer Luftstrom steigt beständig von den glühendheißen Sandwüsten in die Höhe, um sich dann in Europa wieder herabzusinken.

Endlich trägt eine unter dem Namen des Golfstroms bekannte Meeresströmung sehr zur Milderung des europäischen Klimas bei. Der Ursprung dieses Stroms ist im mexicanischen Meerbusen zu suchen, wo das Meerwasser bis zu einer Temperatur von 31° erwärmt wird. Zwischen Cuba und Florida aus dem mexicanischen Meerbusen heraustretend, folgt der Strom anfangs den amerikanischen Küsten, um sich dann mit stets zunehmender Breite und abnehmender Temperatur östlich nach Europa hin zu wenden. Wenn auch der Golfstrom selbst nicht bis an die Küsten von Europa reicht, so verbreitet sich doch sein warmes Wasser, namentlich unter dem Einfluß der vorherrschenden Südwestwinde, in den europäischen Gewässern, was schon daraus hervorgeht, daß man an den westlichen Küsten von Irland und an den Küsten von Norwegen Früchte von Bäumen findet, die in der heißen Zone Amerikas wachsen; die West- und Südwestwinde bleiben also lange mit einem Meerwasser in Berührung, dessen Temperatur zwischen dem 45. und 50. Breitengrade selbst im Januar nicht unter $10,7$ bis 9° sinkt. Durch den Einfluß dieses Golfstroms ist das nördliche Europa durch ein eisfreies Meer von dem Gürtel des Polareises getrennt; selbst in der kältesten Jahreszeit erreicht die Gränze des Polareises nicht die

europäischen Küsten, so daß man mitten im Winter vom Nordcap bis zur Südspitze von Spitzbergen fahren kann. *Sabine* fand zwischen dem 65. und 70. Breitengrade die mittlere Temperatur des atlantischen Oceans an der Oberfläche 5,5°, während bei gleicher Breite die mittlere Temperatur des europäischen Continents schon unter dem Gefrierpunkte ist.

Während so alle Umstände zusammenwirken, um die Temperatur in Europa zu erhöhen, wirken im nördlichen Asien mehrere Ursachen zusammen, um die Isothermen bedeutend herabzusetzen. Im Süden von Asien liegen zwischen den Wendekreisen keine bedeutenden Ländermassen, nur einige asiatische Halbinseln ragen in die heiße Zone hinein; das Meer aber erwärmt sich nicht so stark wie die afrikanischen Wüsten, theils weil das Wasser die Wärmestrahlen ungleich weniger absorbirt, theils aber auch, weil bei der fortwährenden Verdampfung von Wasser auf der Oberfläche des Meeres sehr viel Wärme gebunden wird. Die warmen Luftströme, welche, aus dem Becken des indischen Oceans aufsteigend, die Wärme der Tropen dem innern und nördlichen Asien zuführen könnten, werden aber noch durch die ungeheuren Gebirgsketten im Süden von Asien aufgehalten, während das nach Norden hin allmählig sich verflachende Land den Nord- und den Nordostwinden preisgegeben ist. Während sich Europa nicht weit nach Norden erstreckt, ragt Asien weit in das nördliche Eismeer hinein, welches, hier allen wärmenden Einflüssen entzogen, durch welche die Temperatur der europäischen Meere erhöht werden, fast immer mit Eis bedeckt ist. Ueberall reichen die Nordküsten von Asien bis an die Wintergränze des Polareises, und die Sommergränze dieses Eises entfernt sich nur auf kurze Zeit an einigen Stellen von den Küsten; daß aber dieser Umstand die Temperatur bedeutend erniedrigen muß, ist klar, wenn man bedenkt, wie viel Wärme bei der Schmelzung solcher Eismassen gebunden wird.

Die bedeutende Senkung der Isothermen im Innern und an den Ostküsten von Nordamerika rührt zum Theil daher, daß die Südwestwinde hier nicht mehr Seewinde, sondern Landwinde sind und deshalb nicht mehr den mildernden Einfluß ausüben können wie auf den Westküsten. Während die europäischen Küsten von wärmerem Wasser bespült sind, ziehen sich an den Ostküsten von Nordamerika kalte Meereströmungen von Norden nach Süden. Eine solche Strömung, von Spitzbergen herkommend, geht zwischen Island und Grönland hindurch und vereinigt sich dann mit den aus der Hudsons- und Baffinsbay kommenden Strömungen, um an der Küste Labrador herab, bei Newfoundland vorbei zu treiben und sich unter dem 44. Breitengrade in den Golfstrom zu ergießen. Diese arktische Strömung trägt die Kälte der Polarregionen theils durch die niedrige Temperatur des Wassers, größtentheils aber durch die schwimmenden Eisberge in die südlicheren Gegenden, und so ist diese Strömung

ein Hauptgrund der bedeutenden Senkung der Isothermen an den Ostküsten von Amerika.

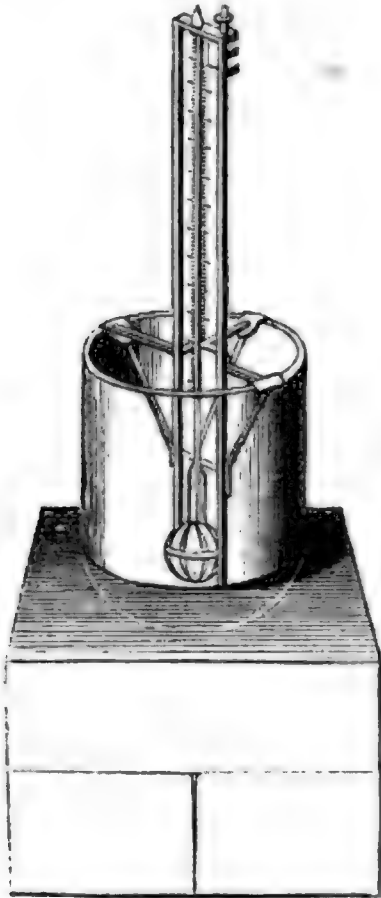
Temperatur des Bodens. Wir haben bisher immer nur die Temperatur der Luft, aber nicht die Temperatur der oberen Bodenschichten besprochen, welche je nach der Natur der Bodenfläche oft bedeutend von der Lufttemperatur verschieden seyn kann; ein nackter, des Pflanzenwuchses beraubter, steinigter oder sandiger Boden wird durch die Absorption der Sonnenstrahlen weit heißer, ein mit Pflanzen bedeckter Boden, z. B. ein Wiesengrund, wird durch die nächtliche Strahlung weit kälter als die Luft, deren Temperatur schon durch die fortwährenden Luftströmungen mehr ausgeglichen wird. In den afrikanischen Wüsten steigt die Hitze des Sandes oft auf 50 bis 60°. Ein mit Pflanzen bedeckter Boden bleibt kühler, weil die Sonnenstrahlen ihn nicht direct treffen können, die Pflanzen selbst binden gewissermaßen eine große Wärmemenge, indem durch die Vegetation eine Menge Wasser verdunstet; sie erkalten aber, wie wir bald näher sehen werden, wenn wir die Thaubildung betrachten, bei ihrem großen Emissionsvermögen durch Ausstrahlung der Wärme so stark, daß die Temperatur des Grases oft 6 bis 9 Grad unter die der Luft sinkt. Im Innern der Wälder ist die Luft beständig kühl, weil die dichte Laubdecke auf dieselbe Weise abkühlend wirkt wie eine Grasdecke, und weil die an den Gipfeln der Bäume abgekühlte Luft sich niedersenkt.

Wegen des unvollkommenen Wärmeleitungsvermögens kann die Wärme der obersten Bodenschichten nur nach und nach in das Innere eindringen, wenn die Oberfläche aber erkaltet, so verlieren die tieferen Bodenschichten weniger schnell ihre Wärme; in einer geringen Tiefe werden deshalb die Temperaturschwankungen weit geringer seyn als an der Oberfläche selbst. In Deutschland verschwinden schon bei einer Tiefe von 6 Decimetern die täglichen Temperaturschwankungen, und in einer noch größern Tiefe verschwinden sogar die jährlichen Variationen, so daß hier beständig eine Temperatur herrscht, welche nur wenig von der mittleren Temperatur des Ortes abweicht.

Seit 1671 hatte Cassini bemerkt, daß die Temperatur der Keller des Observatoriums zu Paris während des ganzen Jahres sich nicht ändert. Im Jahre 1730 machte Lahire dieselbe Beobachtung. Der Graf Cassini, gegenwärtig Mitglied der Akademie der Wissenschaften, übersah zuerst die große Wichtigkeit dieser Erscheinung, im Jahre 1771 fing er an, sie durch eine Reihe von Versuchen näher zu untersuchen, und im Jahre 1783 stellte er gemeinschaftlich mit Lavoisier in den Kellern des Observatoriums einen sehr empfindlichen Apparat auf, welcher entscheidende Resultate geben mußte. Dieser Apparat, welcher noch jetzt daselbst aufgestellt ist, hat folgende Einrichtung.

Auf dem Boden des Kellers, in einer Tiefe von 27,6 Metern, erhebt sich ein massiver Steinblock, Fig. 1000, von 1,3 Metern Höhe, auf welchem ein mit feinem Sande gefülltes Glasgefäß steht; in diesem Sande steckt die Kugel eines Thermometers, dessen Theilung auf Glas geätzt ist. Das Thermometer ist von Lavoisier selbst construirt und mit wohl gereinigtem Quecksilber gefüllt; seine Kugel hat 7 Centimeter im Durchmesser, und die Röhre ist sehr fein, so daß ein Grad eine Länge von ungefähr 95 Millimetern einnimmt, daß also $\frac{1}{100}$ Grad noch fast eine Länge von 1^{mm} einnimmt, man kann demnach noch die Hälfte von $\frac{1}{100}$ Grad ablesen. Das Thermometer geht nur bis auf 16°, es hat aber oben ein kleines Behälter, in welches das Quecksilber hineinsteigen kann, wenn etwa die Temperatur über 16° steigen sollte.

Fig. 1000.



Dieses Thermometer zeigt nun eine constante Temperatur von 11,82°, und diese Temperatur hat sich seit einem halben Jahrhundert nicht geändert. Während dieser ganzen Zeit ist es nie um $\frac{25}{100}$ Grad von dieser

Temperatur von 11,82° abgewichen, und man konnte nachweisen, daß diese Abweichungen wahrscheinlich durch zufällige Luftströmungen herbeigeführt worden waren, welche durch die Arbeiten der Steinbrecher von Paris veranlaßt wurden.

Die Tiefe, in welcher die jährlichen Temperaturschwankungen verschwinden, ist nicht in allen Gegenden dieselbe; sie hängt von der Leitungsfähigkeit des Bodens, vorzüglich aber auch von der Größe des Temperaturunterschiedes der heißesten und kältesten Jahreszeit ab. In der heißen Zone Amerikas fand Boussingault schon in einer Tiefe von 5 bis 6 Decimetern eine constante Temperatur, weil hier die Wärme ziemlich gleichförmig über die verschiedenen Zeiten des Jahres verbreitet ist.

Wie mit zunehmender Tiefe die jährlichen Veränderungen der Temperatur abnehmen, übersieht man aus folgenden Resultaten, welche die zu Brüssel in dieser Beziehung von 1834 bis 1837 angestellten Versuche geliefert haben.

Schwanfungen der Temperatur im Laufe eines Jahres	
Tiefe	
0,19 ^m	13,28 ^o
0,45	12,44
0,75	11,35
1,00	10,58
1,95	7,59
3,90	4,49
7,80	1,13.

Vergleicht man die Beobachtungen von Paris, Straßburg, Zürich und Brüssel, so ergibt sich, daß die jährlichen Schwankungen ungefähr in einer Tiefe von 24 Metern verschwinden.

Da die Wärme nur allmähig von der Oberfläche in die Tiefe eindringt, so ist klar, daß in der Tiefe das Maximum der Temperatur später erreicht wird als in der Atmosphäre, wie dies auch folgende von Forbes in Edinburgh in verschiedenen Bodenarten angestellte Versuche bestätigen.

Bodenart	Jährliche Temperaturschwankung in einer Tiefe von				Zeitpunkt des Temperaturmaximums in einer Tiefe von			
	1 ^m	1,9 ^m	3,9 ^m	7,8 ^m	1 ^m	1,9 ^m	3,9 ^m	7,8 ^m
Trapp . .	10,53 ^o	6,61 ^o	3,5 ^o	0,80 ^o	6. Aug.	2. Sept.	17. Oct.	8. Jan
Sand . .	11,23	8,30	4,19	1,16	31. Juli	24. Aug.	7. Oct.	30. Dec.
Sandstein	9,58	7,72	5,22	2,28	5. Aug.	19. Aug.	11. Sept.	11. Nov.

In solchen Gegenden, deren mittlere Jahrestemperatur unter dem Gefrierpunkte ist, muß in einer bestimmten Tiefe der Boden stets gefroren seyn. So ist z. B. zu Jakuzk, dessen mittlere Jahrestemperatur — 9,7^o ist, wie schon oben erwähnt wurde, trotz der bedeutenden Sommerwärme in einiger Tiefe der Boden beständig gefroren. In der Hoffnung, Wasser zu finden, legte Erman n hier einen Brunnen an, fand aber in einer Tiefe von 50 Fuß noch eine Temperatur von — 7,5^o; dieser Brunnen wurde später durch Schergin bis auf 358 Fuß vertieft. Folgendes sind die Temperaturen des Bodens in verschiedenen Tiefen:

15,2 ^m	— 7,5 ^o
23,5	— 6,9
36,3	— 5,0
116,5	— 0,6.

Die stationäre Temperatur des Bodens wächst also mit zunehmender Tiefe. Dasselbe Resultat gaben auch an anderen Orten die Temperaturbestimmungen des Bodens in großen Tiefen, die man in tiefen Schächten und in artesischen Brunnen gemacht hat. Im Durchschnitt wächst die Temperatur für eine jedesmalige Vertiefung von 31 bis 32 Metern um 1° .

- 489 **Quellentemperatur.** Die meisten wasserreichen Quellen haben eine Temperatur, welche sich in den verschiedenen Jahreszeiten nur sehr wenig ändert; in unserer Hemisphäre erreichen sie meistens ihre höchste Temperatur im September, die niedrigste im März; die Differenz ihrer höchsten und ihrer niedrigsten Temperatur beträgt in der Regel nur 1 bis 2° . Die mittlere Temperatur der Quellen ist, wie die Temperatur der Erdschichten, aus welchen sie kommen, etwas höher als die mittlere Temperatur der Luft; für höhere Breiten steigt dieser Ueberschuß, wie Wahlenberg gezeigt hat, auf 3 bis 4° ; dagegen machen es einige Beobachtungen, welche in der heißen Zone gemacht wurden, wahrscheinlich, daß dort die mittlere Quellentemperatur etwas niedriger ist als die Luft.

Quellen, welche aus größeren Tiefen kommen, haben eine weit höhere Temperatur, wie dies bei vielen Salzquellen und sonstigen Mineralquellen der Fall ist. Das Wasser mancher Quellen hat fast die Temperatur des Siedpunktes.

- 490 **Temperatur der Seen und Flüsse.** In den Seen erleiden die oberen Wasserschichten ziemlich bedeutende Temperaturveränderungen; sie können im Winter zufrieren, während sie im Sommer oft eine Temperatur von 20 bis 25° erreichen; in der Tiefe findet dies jedoch nicht Statt. Saussure hat in dieser Beziehung die meisten Seen der Schweiz untersucht und die merkwürdige Thatsache bestätigt, daß in großen Tiefen die Temperatur der Seen ungefähr 5° beträgt.

Im Sommer wirken zwei Ursachen, um die Temperatur der oberen Wasserschichten zu erhöhen; die warme Luft streicht über den Wasserspiegel hin, und die von der Sonne kommenden Wärmestrahlen werden, indem sie mehr oder weniger tief in das Wasser eindringen, von demselben absorbiert. Die erwärmten Schichten mischen sich durch die Wellenbewegung, sie mischen sich aber nicht mit den Gewässern der Tiefe, weil sie wegen ihres geringeren specifischen Gewichtes oben schwimmen und weil selbst die heftigste Wellenbewegung doch nur auf eine geringe Tiefe merklich ist. Im Sommer und im Herbst muß also die Temperatur des Wassers in der Tiefe niedriger seyn als an der Oberfläche.

Im Winter erkalten die oberen Wasserschichten, weil sie mit der kalten Luft in Berührung sind und weil sie namentlich in der Nacht ihre Wärme ausstrahlen. Die erkaltende Schicht wird dichter, sie sinkt nieder und mischt sich mit dem wärmeren Wasser der tieferen Schichten; sobald sie sinkt, wird sie durch eine andere ersetzt, welche ebenfalls erkaltet und niedersinkt u. s. w.

Wenn das Wasser kein Dichtigkeitsmaximum hätte, so würden auch im Winter die tiefsten Schichten die kältesten seyn, die Oberfläche könnte also nicht eher die Temperatur von 0° annehmen, als bis die ganze Wassermasse bis auf den Boden eben so weit erkaltet wäre, und die Folge davon würde seyn, daß die Seen bis auf den Grund zufrieren müßten. Weil das Wasser aber ein Dichtigkeitsmaximum hat, ist der Hergang ein anderer. Sobald die oberen Wasserschichten die Temperatur des Dichtigkeitsmaximums erreicht haben, sinken sie nieder, andere Wassertheilchen treten an ihre Stelle, und so geht es fort, bis die ganze Wassermasse diese Temperatur hat. Wenn nun dies der Fall ist, die Kälte noch fortbauert, so wird die obere Wasserschicht durch ferneres Erkalten leichter; sie wird also fort und fort erkalten können, ohne niederzusinken; nun nimmt die Temperatur also mit der Tiefe zu bis zu $4,1^{\circ}$. Aus diesem Grunde findet auch die Eisbildung auf der Oberfläche Statt, die Dicke der Eisschicht kann nur sehr langsam zunehmen und nie eine bedeutende Dicke erlangen.

Diese Betrachtung zeigt uns auch, daß ruhige und sehr tiefe Gewässer nur dann zufrieren können, wenn eine strenge Kälte längere Zeit anhält, denn die ganze Wassermasse, welche während des Sommers über $4,4^{\circ}$ erwärmt worden ist, muß nach und nach an die Oberfläche steigen, um da ihren Wärmeüberschuß abzugeben; und wenn die wärmere Wassermasse eine Tiefe von 500 bis 600 Fuß hat, so ist klar, daß unter sonst gleichen Umständen eine weit längere Zeit nöthig ist, damit alle wärmeren Wassertheilchen der Reihe nach auf die Oberfläche steigen, um da bis zu $4,1^{\circ}$ zu erkalten, als wenn die Tiefe nur 20 bis 30 Fuß betrüge. An den Ufern und über Bänken von bedeutender Ausdehnung, überhaupt an allen Stellen von geringerer Tiefe kann sich deshalb auch schon eine Eisdecke bilden und eine bedeutende Dicke erlangen, während an den tieferen Stellen die Oberfläche des Wassers vom Eise frei bleibt.

Es ist nun die Frage, bis zu welcher Tiefe die Wärme des Sommers eindringen kann? Bis jetzt hat man darüber nur sehr unvollständige Angaben. Nehmen wir z. B. an, die Sommerwärme wäre nur bis zu einer Tiefe von 500 Fuß merklich, so müßte ein 10,000 Fuß tiefer See eben so leicht zufrieren wie ein anderer, welcher nur 500 Fuß tief ist, denn bei dem ersteren hat ja alles Wasser, welches mehr als 500 Fuß unter dem Spiegel sich befindet, das ganze Jahr hindurch die Temperatur des Dichtigkeitsmaximums; es kann also auf die Erscheinungen der oberen Wasserschichten in keiner Weise wirken.

Wenn vor dem Gefrieren einmal die ganze Wassermasse eines Sees die Temperatur von $4,1^{\circ}$ haben muß, so muß dasselbe nach dem Aufthauen ebenfalls stattfinden, bevor die Temperatur der oberen Wasserschichten über die Temperatur des Dichtigkeitsmaximums steigen kann.

In den Flüssen ist natürlich wegen der beständigen Bewegung, welche die Wasserschichten verschiedener Temperatur fortwährend mischt, die Vertheilung der Wärme weniger regelmäßig als in den Landseen. Das Gefrieren beginnt in der Regel am Ufer, doch beobachtet man auch häufig, daß sich die Eisschollen mitten im Strome bilden und, anfangs ganz klein, bald eine bedeutende Größe erlangen. Eine sehr auffallende Erscheinung ist die Bildung von Grundeis in den Flüssen; diese Eisbildung findet nicht auf der Oberfläche, sondern auf dem Boden Statt; wenn das am Boden gebildete Eis aufsteigt, so hebt es Steine und sonstige Gegenstände vom Boden mit in die Höhe; im Rheine werden oft die Ankerketten der Schiffbrücken durch das Grundeis in die Höhe gebracht.

Die wahrscheinlichste Erklärung des Grundeises hat Arago gegeben; seine Ansicht ist die, daß das Wasser oft unter den Gefrierpunkt erkaltet, ohne fest zu werden, daß die so stark erkalteten Wassertheilchen sogleich gefrieren, wenn sie, durch die Strömung niedergezogen, mit den festen Körpern auf dem Boden in Berührung kommen.

491 **Temperatur der Meere.** Von tüchtigen Reisenden sind die Aequatorialmeere und die Polarmeere befahren worden, überall haben sie über die Temperatur und die damit zusammenhängenden Erscheinungen zahlreiche Reihen von Beobachtungen gemacht, welche für die Wissenschaft vom höchsten Interesse sind.

Auf dem Meere, in großen Entfernungen von den Küsten, sind die täglichen Schwankungen der Lufttemperatur weit geringer als auf dem Lande. Auf dem Aequatorialmeere z. B. beträgt die Differenz des Maximums und des Minimums der Temperatur eines Tages höchstens 1 bis 2°, während sie auf dem Lande 5 bis 6° beträgt; in der gemäßigten Zone, zwischen dem 25. und 50. Breitengrade, ist dieser Unterschied nur 2 bis 3°, während er auf dem Lande sehr groß ist; in Paris beträgt er manchmal 12 bis 15°.

Das Minimum der Temperatur findet auch auf dem Meere kurz vor Sonnenaufgang Statt, die Zeit des Maximums soll aber nach einigen Beobachtern dem Mittage näher liegen als auf den Continenten.

Vergleicht man die Temperatur der Luft, welche auf den Meeren ruht, mit der der oberen Wasserschichten, so ergeben sich folgende Resultate.

In den Tropen ist in der heißesten Tageszeit die Luft wärmer als das Wasser, wenn man aber die Temperatur der Luft und des Wassers von 4 zu 4 Stunden bestimmt, wie es der Capitain Duperrey gethan hat, so ergiebt sich, daß im Durchschnitt die Temperatur der Luft niedriger ist als die des Wassers. Unter 1850 Beobachtungen, welche er gemacht hat, fand er 1371mal das Meer und nur 479mal die Luft wärmer.

In höheren Breiten, vom 25. bis zum 50. Grad, ist die Luft nur selten, in den Polargegenden fast nie wärmer als die Oberfläche des Meeres.

Gehen wir nun zur Betrachtung der Temperatur des Meeres in verschiedenen Tiefen über.

In den Tropen nimmt die Temperatur der Meere mit der Tiefe ab, in den Polarmeeren dagegen nimmt sie mit der Tiefe zu.

Während in der heißen Zone die Temperatur der Meeresoberfläche 27° ist, sinkt dort die Temperatur des Wassers in der Tiefe unter $+4^{\circ}$. Die Beobachtungen, welche am Bord der *Venus* unter den Befehlen von Du-Petit-Thouars gemacht wurden, ergaben für die Temperatur der Tiefe in der heißen und gemäßigten Zone 3,2 bis $2,5^{\circ}$; unter $27^{\circ} 47'$ S. B. fand man z. B. im indischen Meere in einer Tiefe von 990 Faden die Temperatur $2,8^{\circ}$, während sie auf der Oberfläche $23,8^{\circ}$ war; bei Venedo und S. Pedro $4^{\circ} 23'$ N. B. und $28^{\circ} 26'$ westlich von Paris an der Oberfläche 27° , in einer Tiefe von 1130 Faden aber $3,2^{\circ}$; Kokebue fand in einer Tiefe von 525 Faden unter einer Breite von $32^{\circ} 11'$ die Temperatur des Wassers $2,5^{\circ}$.

Humboldt hat gezeigt, daß die Erkaltung der Meeresoberfläche während der Nacht nicht die Veranlassung der geringen Temperatur der Meerestiefen in den Tropen seyn kann und daß sie nur die Folge eines Meeresstromes ist, welcher in der Tiefe die Gewässer der Pole dem Aequator zuführt; deshalb findet man auch in der Tiefe des mittelländischen Meeres, wo diese untere Meeresströmung nicht eindringen kann, keine so niedrigen Temperaturen.

Die Beobachtungen von Mulgrave, Scoresby, Ross und Parry geben das übereinstimmende Resultat, daß in den Polarmeeren die Temperatur in der Tiefe höher ist als an der Oberfläche; in einer Tiefe von 700 Faden steigt die Temperatur des Wassers auf 2 bis 3° , während sie an der Oberfläche nicht über 0° war. Beechen dagegen fand in der Behringsstraße in einer Tiefe von 20 Faden die Temperatur des Wassers $-1,4^{\circ}$, während sie an der Oberfläche $+6,3^{\circ}$ war; Beechen fand im Allgemeinen die Temperatur der Tiefe niedriger als die der Oberfläche.

Diese Widersprüche lassen sich noch nicht erklären, überhaupt ist man bis jetzt noch nicht im Stande, die Gesetze des Gleichgewichts der Meeresschichten so zu entwickeln, wie es bei dem süßen Wasser der Fall ist, weil die Dichtigkeit des Meerwassers nicht allein von seiner Temperatur, sondern auch von seinem Salzgehalte abhängt.

Durch den Salzgehalt des Wassers wird sowohl sein Gefrierpunkt als auch die Temperatur seines Dichtigkeitsmaximums erniedrigt. Desprez fand den Gefrierpunkt des Meerwassers (das Wasser, mit welchem er experimentirte, war von Freycinet in der Südsee geschöpft) bei $-2,55^{\circ}$, für die Temperatur des Dichtigkeitsmaximums aber $-3,67^{\circ}$; das Dichtigkeitsmaximum findet also bei einer Temperatur Statt, welche unter der des Gefrierpunktes

liegt, es kann also nur beobachtet werden, wenn das Wasser bis unter den Gefrierpunkt erkaltet, ohne zuzufrieren. Desprez untersuchte den Gang der Ausdehnung des Meerwassers, indem er Thermometer damit construirte, und diese Versuchsmethode möchte wohl die einzige seyn, welche in diesem Falle ein zuverlässiges Resultat geben kann. Für die Physik der Meere kann jedoch dies Resultat keine Anwendung finden, indem wohl schwerlich eine bedeutende Wassermasse ihrer ganzen Ausdehnung nach unter den Gefrierpunkt erkaltet, ohne fest zu werden.

Beim Gefrieren des Meerwassers bildet sich reines Eis, während die Concentration des flüssigbleibenden Theiles zunimmt, die oberen Schichten nehmen also in den kalten Zonen aus zwei Gründen an Dichtigkeit zu, erstens wegen der Temperaturerniedrigung und zweitens wegen der bei der Eisbildung zunehmenden Concentration des Wassers; da aber die dichter gewordenen Wassertheilchen niedersinken müssen, so bleibt es noch immer unerklärlich, wie in den Polarmeeren die Temperatur des Wassers in der Tiefe zunehmen kann.

Sollte vielleicht dieselbe Ursache, welche veranlaßt, daß die Temperatur der festen Erdrinde mit wachsender Tiefe immer mehr zunimmt, auch eine Erwärmung des Meeres von seinem Boden aus veranlassen?

Wenn am Boden des Meeres eine solche Erwärmung stattfinden sollte, so könnte das erwärmte Wasser doch nicht bis zur Oberfläche des Meeres steigen, weil es, sich mit den an der Oberfläche erkalteten und niedersinkenden Wassertheilchen mischend, seine höhere Temperatur alsbald verliert.

Die Eisbildung in den Polarmeeren gehört zu den großartigsten Erscheinungen der Natur. Die Eismassen, denen man an den Küsten von Spitzbergen und Grönland begegnet, sind in der Regel 20 bis 25 Fuß dick; sie bilden ungeheure Ebenen, deren Gränzen man oft von den höchsten Masten der Schiffe nicht übersehen kann; es sind dies die sogenannten Eisfelder, deren Oberfläche manchmal 300 bis 400 Quadratmeilen beträgt. Die Oberfläche der Eisfelder ist oft vollkommen eben, oft aber auch uneben und schollig. Manchmal sieht man Erhebungen, gleichsam Säulen von einer Höhe von 20 bis 30 Fuß, welche einen sehr malerischen Anblick darbieten, indem sie bald die schönste bläulichgrüne Farbe zeigen, bald mit einer dicken Schneeschicht überdeckt sind.

Durch den Wellenschlag, vielleicht auch durch andere Ursachen, zerbersten diese Eisfelder oft plötzlich und zertheilen sich in Stücke von 100 bis 200 Quadratmeter Oberfläche. Diese Stücke werden oft durch einen schnellen Meeresstrom fortgeführt und wenn sie einem entgegengesetzten Meeresstrom begegnen, welcher die Stücke eines andern Eisfeldes mit sich führt, so stoßen die Eismassen mit furchtbarem Krachen aneinander. Ein Schiff, welches das Unglück hat, zwischen solche Massen zu gerathen, kann der ungeheuren

Kraft nicht widerstehen, es wird förmlich zerquetscht. Man hat viele traurige Beispiele, daß Schiffe auf diese Weise zu Grunde gingen.

Wenn die Eismassen zum Theil bei diesem schrecklichen Zusammentreffen zerbersten, wenn sie gleichsam zerbröckelt werden, so nehmen andere an Masse zu und werden noch furchtbarer. Eisstücke, welche durch die Bogen gehoben werden, fallen über die anderen Eisblöcke her, und so entstehen wahre Eisberge, welche oft 10 bis 15 Meter über den Wasserspiegel emporragen. Da die Dicke des, über das Wasser hervorragenden Theils $\frac{1}{4}$ des untergetauchten beträgt, so sind solche Eisberge im Ganzen 55 bis 75 Meter hoch.

In der Baffinsbay findet man noch weit höhere Eisberge als in den grönländischen Meeren, sie ragen manchmal 30 bis 40 Meter über den Wasserspiegel hervor und haben also eine Totalhöhe von 150 bis 200 Metern. Man glaubt, daß sich diese Eisberge an den Küsten bilden, wo sie die Thäler versperren, welche in das Meer münden, und daß sie dann durch irgend eine Ursache losgerissen werden. In der That sieht man dort an den Küsten solche in einzelne Zacken zerrissenen Eisberge von herrlicher bläulicher Farbe und wunderbarer Höhe. Im Sommer, wenn das Eis durch die Wirkung der Sonnenstrahlen geschmolzen wird, strömt das Wasser von dem Ramm dieser Eisberge in ungeheuren Wasserfällen in das Meer herab. Es ist dies ein majestätisches Schauspiel, welches die Schiffer jedoch nur aus der Ferne betrachten, denn die gigantischen, hoch in die Lüfte ragenden Eiszacken und Bogen bersten plötzlich unter ungeheurem Krachen und stürzen in das Meer herab.

Abnahme der Temperatur in den höheren Luftregionen. 492

Die Erwärmung der Luft hat zwei Ursachen; zunächst absorbiert sie einen Theil der von der Sonne kommenden Wärmestrahlen; weil aber die Luft die Wärmestrahlen ungleich weniger absorbiert als die Erdoberfläche, so ist auch die Erwärmung der Luft durch die Absorption der Wärmestrahlen ungleich geringer als die Erwärmung des Bodens, den bedeutendsten Antheil ihrer Wärme erhält die Atmosphäre deshalb von unten her.

Wäre die Luft keine elastische Flüssigkeit, bliebe die Dichtigkeit der Atmosphäre für alle Höhen dieselbe, so würden die am Boden erwärmten Luftschichten bis an die Gränze der Atmosphäre steigen, die obersten Schichten des Luftmeers, welches unsere Erde einhüllt, würden auch die wärmsten seyn. Weil sich aber die warmen Luftschichten bei ihrem Aufsteigen ausdehnen, so wird bei dieser Ausdehnung Wärme gebunden, ihre Temperatur muß sinken, und so kommt es, daß die höheren Luftschichten kälter sind als die tieferen.

Daß eine solche Abnahme der Temperatur in den höheren Luftregionen wirklich stattfindet, davon überzeugt man sich, wenn man zu diesen höheren

Regionen aufsteigt, mag man sich nun in einem Luftballon erheben oder den Gipfel hoher Berge besteigen.

Gay-Lussac fand bei seiner Luftfahrt im Durchschnitt eine Temperaturabnahme von 1° für eine Erhebung von 174 Toisen.

Auf hohen Bergen zeigt schon die Veränderung der Vegetation die Abnahme der Temperatur an; je höher man steigt, desto mehr nimmt die Vegetation den Charakter kälterer Himmelsstriche an; am auffallendsten zeigt sich dieser Wechsel in den Tropen, besonders großartig erscheint er aber an den ungeheuren Gebirgen Südamerika's, wo man in einem Tage aus den Wäldern von Palmen und Bananen bis zu den Gränzen des ewigen Schnees aufsteigen kann.

Wie in der Andeskette und den mexicanischen Gebirgen die Temperatur mit der Höhe über der Meeresfläche abnimmt, übersieht man aus folgender von Humboldt gegebenen Tabelle.

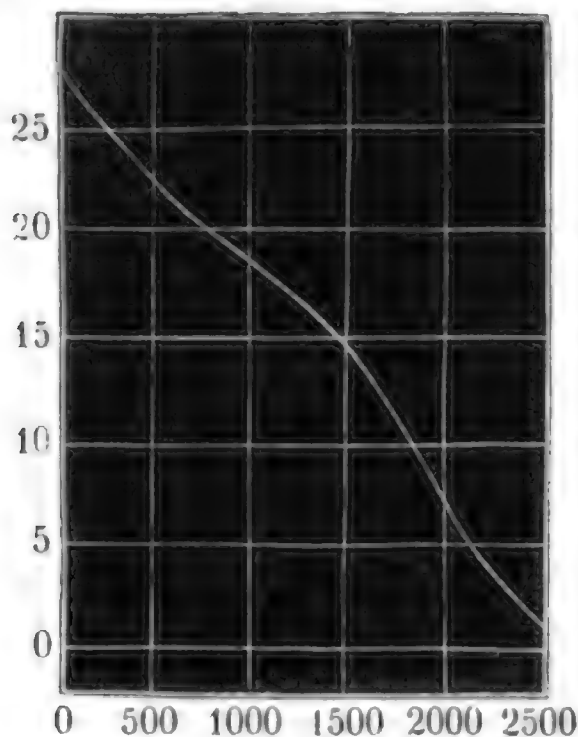
Höhe über der Meeresfläche	Mittlere Temperatur	
	Cordilleras de los Andes	Mexicanische Gebirge
0	27,5°	26,0
500	21,8	19,8
1000	18,0	18,0
1500	14,3	14,0
2000	7,0	7,5
2500	1,5	1,0

Da sich in der heißen Zone die Temperatur der Luft im Laufe eines Jahres nur wenig ändert, so kann man sich von der Temperatur in verschiedenen Höhen der Andeskette die beste Vorstellung machen, wenn man sie mit der mittleren Temperatur gewisser Monate in höheren Breiten vergleicht. So findet man in den Ebenen des Orinoko täglich eine Temperatur, welche noch um 4° höher ist als die mittlere Temperatur des Monats August in Palermo; zu Popayan, 911 Toisen über dem Meere, findet man die Temperatur der drei Sommermonate in Marseille; zu Quito die Temperatur der letzten Hälfte des Mai, in den Paramos (1800 T.) die Temperatur der ersten Hälfte des April in Paris.

Untersuchen wir nun, nach welchem Gesetz die Temperatur abnimmt, so sehen wir bald, daß diese Abnahme durchaus nicht gleichförmig, d. h. nicht der Erhebung proportional ist. Erhebt man sich in den Cordilleras de los Andes vom Spiegel des Meeres um 500 Toisen, so sinkt die mittlere Tem-

peratur um $5,7^{\circ}$, bei fernerem Steigen ist die Temperaturabnahme weniger rasch, denn wenn man um 1000 Toisen weiter, nämlich von 500 bis 1500 T., steigt, so sinkt die mittlere Temperatur nur um $7,5^{\circ}$, dann aber nimmt

Fig. 1001.



die Temperaturabnahme wieder rasch zu, indem sie schon für die nächsten 500 Toisen, von 1500 bis 2000, fast eben so viel, nämlich $7,3^{\circ}$, beträgt. Um das Gesetz der Temperaturabnahme recht anschaulich zu machen, ist es Fig. 1001 graphisch dargestellt; die Abscissen sind den Erhebungen über dem Meerespiegel, die Ordinaten den entsprechenden mittleren Temperaturen proportional; man sieht, wie die Temperatur anfangs rasch sinkt, wie die Temperaturkurve zwischen 500 und 1500 Toisen weniger steil ist, wie sie sich aber alsdann wieder rasch senkt.

Das Gesetz der Temperaturabnahme, welches namentlich von der Configuration der Gebirgszüge abhängt, ist nicht für alle Gegenden dasselbe, so ist es z. B. schon für die mexicanischen Gebirge ein anderes.

Beim Aufsteigen in einem Luftballon muß man nothwendiger Weise ein ganz anderes Gesetz der Temperaturabnahme beobachten als auf hohen Bergen, weil die Gebirge, indem sie sich unter dem Einfluß der Sonnenstrahlen erwärmen und des Nachts die Wärme ausstrahlen, nothwendig auf die Temperatur der Luftschichten einwirken müssen, in welche sie hineinragen. Dieser Einfluß wird um so mächtiger seyn, je bedeutender die Masse der Gebirge ist. Ein isolirter hoch in die Luft hineinragender Bergkegel oder ein Bergkamm wird die höheren Regionen der Atmosphäre nicht merklich erwärmen können, weil die Winde in jedem Augenblicke neue kalte Luft-

massen an ihm vorbeiführen; eine Hochebene von bedeutendem Umfange aber, welche sich unter dem Einflusse der Sonnenstrahlen bedeutend erwärmen kann, indem sie von einer weniger dichten und weniger hohen Luftschicht bedeckt ist als die tieferen Gegenden, weil also die Sonnenstrahlen, welche eine Hochebene treffen, durch Absorption in der Luft weniger Wärme verloren haben als die, welche zur Tiefe gelangen, kann allerdings einen merklichen Einfluß auf die Erwärmung der höheren Luftregionen ausüben, welche über ihr schweben und welche eben wegen der größeren Ausdehnung des Plateaus längere Zeit mit dem erwärmten Boden in Berührung bleiben.

Unter sonst gleichen Umständen muß es demnach auf Hochebenen wärmer seyn als auf isolirten Berggipfeln von gleicher Höhe. In den mexicanischen Gebirgen zwischen dem 18. und 19. Grade nördlicher Breite hört schon in einer Höhe von 4200 Metern alle phanerogamische Vegetation auf, die Schneegränze findet sich in einer Höhe von 4500 Metern, während bei gleicher südlicher Breite in Peru in größerer Höhe eine zahlreiche ackerbauende Bevölkerung wohnt; Potosi liegt 4166 Meter über dem Meerespiegel, die Schneegränze liegt hier in einer Höhe von 5646 Metern. Dies erklärt sich nur durch die bedeutende Ausdehnung und Höhe der Hochebenen Peru's. Das Plateau, in dessen Mitte der Titicaca-See liegt, erhebt sich zwischen zwei Gebirgsketten bis zu einer Höhe von mehr als 3800 Metern; bei einer Breite von 60 geographischen Meilen erstreckt es sich vom 16. bis zum 20. Grade südlicher Breite, so daß es eine Oberfläche von 3600 Quadratmeilen hat. Die Plateaus der Andes in der Nähe des Aequators haben höchstens eine Oberfläche von 10 Quadratmeilen, und die Höhe der mexicanischen Hochebene beträgt nur 2000 bis 2500 Meter.

Ein anderes Beispiel bietet die Hochebene von Tibet und der chinesischen Tatarei. In einer Höhe von 3663 Metern wird hier in einer Breite von 32° noch Weizen mit Erfolg gebaut, die Cultur der Gerste steigt noch weit höher hinauf, während auf dem südlichen Abhange des Himalaya, in den Thälern des Ganges schon in einer Höhe von 2970 Metern alle Cultur aufhört; ja selbst unter dem Aequator selbst auf den Plateaus von Quito und Caxamarca ist die Gränze der Cultur des Weizens 760 Meter tiefer als in den Hochebenen von Tibet.

Der Einfluß der Hochebenen auf die Temperatur der oberen Luftregionen ist in ihrer Mitte am bedeutendsten. Zu Santa Fe de Bogota, in der Mitte eines Plateaus, ist die mittlere Jahrestemperatur 14° 5', während sie in gleicher Höhe zu Facatativa am Rande des Plateaus nur 13,1° ist.

Während sich die Hochebenen unter der Einwirkung der Sonnenstrahlen stark erwärmen, indem diese nur eine weniger hohe und weniger dichte Luftschicht zu durchdringen haben, weil sie also weniger durch atmosphärische

Absorption geschwächt sind als die Strahlen, welche die tieferen Ebenen treffen, ist auch aus demselben Grunde der Wärmeverlust, den sie durch die nächtliche Strahlung erleiden, viel bedeutender als in der Tiefe. Auf der Hochebene von Caxamarca in Peru, wo in einer Höhe von 1660 Metern die mittlere Temperatur 16° ist, verfriert doch der Weizen häufig des Nachts. Humboldt sah hier bei Tage im Schatten das Thermometer auf 25° steigen, während es vor Sonnenaufgang nur 8° gezeigt hatte.

Auf den Hochebenen sind also die täglichen Schwankungen der Temperatur, und, wenn sie weiter vom Aequator entfernt liegen, auch die jährlichen, viel größer als unter sonst gleichen Umständen in der Tiefe; so hat z. B. die Hochebene von Tibet sehr heiße Sommer, obgleich die mittlere Jahrestemperatur ziemlich niedrig ist (die mittlere Temperatur des Monats October fand Turner $5,7^{\circ}$, und dies ist so ziemlich genau auch die mittlere Jahrestemperatur), weil dagegen der Winter um so kälter ist. Auf der Nordseite des Himalaya liegen die Culturgränzen und die Schneegränze nicht etwa deshalb höher als auf dem südlichen Abhange, weil die mittlere Jahreswärme höher, sondern weil bei der ungleichmäßigeren Wärmevertheilung der Sommer auf der nördlichen Abdachung heißer ist.

Während auf Hochebenen die periodischen Temperaturschwankungen größer sind als in der Tiefe, sind sie für isolirtere Gebirge umgekehrt in der Höhe geringer, weil die isolirten Berge auf die Temperatur der höheren Luftregionen nur einen unbedeutenden Einfluß ausüben und weil die periodischen Temperaturveränderungen des Bodens in der Ebene, welche sich zunächst den unteren Luftschichten mittheilen, in der Höhe weniger merklich sind. So ist z. B. nach Humboldt's Angaben die Differenz zwischen dem täglichen Maximum und Minimum zu Cumana (10 Meter über dem Meerespiegel) $11,5^{\circ}$, zu Quito aber 16° . Rams fand dagegen als Mittel aus einer Beobachtungsreihe von mehreren Wochen die Differenz des täglichen Maximums und Minimums auf dem Faulhorn gleich $3,8^{\circ}$, während in Zürich gleichzeitig diese Differenz $9,5^{\circ}$ war. Auf dem Gipfel des Faulhorns sind also die täglichen Schwankungen geringer, auf dem Plateau von Quito aber größer als in der Tiefe.

Da der tägliche Gang der Wärme auf den Höhen ein anderer ist als in der Tiefe, so ist auch die Differenz der gleichzeitigen Temperaturen an der höheren und an der tieferen Station nicht zu allen Stunden dieselbe.

Auch der jährliche Gang der Wärme ist in der Höhe ein anderer, folglich wird auch der Unterschied der mittleren Temperaturen zweier ungleich hohen Stationen in verschiedenen Monaten nicht derselbe seyn. Aus einer 20jährigen Reihe von Beobachtungen, die gleichzeitig auf dem St. Bernhard und in Genf angestellt wurden, ergaben sich für die Temperaturdifferenz der beiden Orte in den verschiedenen Monaten folgende Werthe:

Monate	Temperatur- differenz	Höhe, um welche man sich erheben muß, da- mit die Temperatur um 1° R. sinkt
Januar	6,64° R.	970 Par. F.
Februar	7,74	832
März	8,80	731
April	9,52	676
Mai	9,30	692
Juni	9,46	680
Juli	9,55	674
August	9,67	702
September	8,74	736
October	8,32	773
November	7,53	855
December	7,68	837
Mittel	8,54	753

Wenn die Temperaturabnahme gleichförmig wäre, so würde man leicht die Höhe finden, um welche man sich erheben muß, damit die Temperatur um 1° sinkt, wenn man mit der Temperaturdifferenz der beiden Stationen in den Höhenunterschied derselben dividirt; für unser Beispiel beträgt diese Höhendifferenz 6435 Par. Fuß, da aber die Temperaturdifferenz beider Orte im Durchschnitt 8,54° R. ist, so ergibt sich als Mittel für die Höhe, um welche man in den Alpen steigen muß, damit die Temperatur um 1° sinkt, $\frac{6435}{8,54} = 753' = 125$ Toisen oder 100 Toisen für 1° C. Auf ähnliche Weise sind alle Zahlen der letzten Columnne der obigen Tabelle berechnet.

Während die Vergleichung der Temperaturen von Genf und St. Bernhard im Durchschnitt eine Erhebung von 100 Toisen oder 195 Metern für eine Temperaturerniedrigung von 1° C. geben, erhält man aus der Vergleichung der Temperatur anderer Orte, die in verschiedener Höhe in den Alpen oder in der Nähe derselben liegen, im Durchschnitt eine Erhebung von 173 Metern für eine Temperaturerniedrigung von 1° C.. Diese Differenz rührt wahrscheinlich daher, daß die Temperatur am Hospiz auf dem St. Bernhard durch den Einfluß der Südwinde, dem es besonders ausgesetzt ist, etwas erhöht wird.

Da Humboldt für die südamerikanischen Gebirge unter dem Aequator

eine Temperaturabnahme von 26° C. für eine Erhebung von 2500 Toisen fand, so ergibt sich dort im Durchschnitt eine Erhebung von 96 Toisen oder 187 Metern für eine Temperaturabnahme von 1° C., auf den Plateaus aber eine Erhebung von 243 Metern für 1° .

Kennt man für eine Gegend die Höhendifferenz, welche einer Temperaturerniedrigung von 1° entspricht, so kann man aus der mittleren Temperatur eines höher gelegenen Ortes annähernd genau die mittlere Temperatur berechnen, welche sich unter sonst gleichen Umständen im Niveau des Meeres finden würde; dividirt man nämlich mit dem Höhenunterschiede, welcher einer Temperaturdifferenz von 1° entspricht, in die Höhe des Beobachtungsortes, so findet man, um wie viel Grade die mittlere Temperatur im Niveau des Meeres höher seyn würde. Wir haben oben gesehen, daß in den Alpen durchschnittlich 100 Toisen einer Temperaturdifferenz von 1° C. entsprechen; nun aber ist das Hospiz auf dem St. Bernhard 1280 Toisen

über dem Meerespiegel, seine mittlere Temperatur ist also $\frac{1280}{100} = 12,8^{\circ}$ niedriger als am Meerespiegel; da aber die mittlere Temperatur auf dem St. Bernhard -1° ist, so ergibt sich für die mittlere Temperatur im Niveau des Meeres $11,8^{\circ}$.

Genf liegt 203 Toisen über dem Meerespiegel, seine mittlere Temperatur $9,7^{\circ}$ ist demnach $\frac{203}{100} = 2,03^{\circ}$ niedriger als sie seyn würde, wenn Genf im Niveau des Meeres läge; seine Temperatur würde also für diesen Fall $9,7 + 2,03 = 11,73^{\circ}$ betragen.

Die mittlere Temperatur der südöstlichen Schweiz, auf den Meerespiegel reducirt, wäre demnach $11,7$ bis $11,8^{\circ}$ C.

Die Isothermen auf der Karte Seite 459, so wie die Isothermen und Isochimenen auf der Karte Seite 463 sind so gezogen, wie diese Linien laufen würden, wenn alle Orte in der Höhe des Meerespiegels lägen; die Temperatur der verschiedenen Orte ist also auf das Niveau des Meeres reducirt.

Die Gränze des ewigen Schnees liegt natürlich um so höher, je mehr man sich der heißen Zone nähert. Die Höhe der Schneegränze in verschiedenen Gegenden der Erde ist in folgender Tabelle zusammengestellt.

Gebirge	Breite	Untere Gränze des ewigen Schnees	Mittlere Temperatur im Niveau des Meeres in gleicher Breite	
			des ganzen Jahres	des Som- mers
Norwegen, Küste	71 $\frac{1}{4}$ ° N.	720 ^m	0,2	6,4
Norwegen, im Innern . . .	70—70 $\frac{1}{4}$ °	1072	—3,0	11,2
Island	65°	936	4,5	12,0
Norwegen, im Innern . . .	60—62°	1560	4,2	16,3
Albaikette (Sibirien) . . .	60° 55'	1364
Nördl. Ural	59° 40'	1460	1,2	16,7
Kamtschatka	56° 40'	1600	2,0	12,6
Altai	49 $\frac{1}{4}$ —51°	2144	7,3°	16,8
Alpen	45 $\frac{3}{4}$ —46°	2708	11,2	18,4
Kaukasus (Elborus)	43° 21'	3372	13,8	21,6
Pyrenäen	42 $\frac{1}{2}$ —43°	2728	15,7	24,0
Aetna	37 $\frac{1}{2}$ °	2905	18,8	25,1
Nördl. Abhang } b. Himalaya	30 $\frac{3}{4}$ —31°	5067
Südl. Abhang }	3956	20,2	25,7
Mexico	19—19 $\frac{1}{4}$ °	4500	25	27,8
Abbyssinien	13° 10'	4287
Sierra Nevada de Merida . .	8° 5'	4550	27,2	28,3
Vulkan v. Colima	4° 46'	4670
Quito	0° 0'	4824	27,7	28,6
Oestliche } Cordilleras von Chili	14 $\frac{1}{3}$ —18° S.	4853
Westliche }		5646		
Chili, Andes d. Küsten . . .	41—44°	1832
Magellansstraße	53—54°	1130	5,4°	10°

Man glaubte sonst, daß sich die Gränze des ewigen Schnees stets in solchen Regionen finden müßte, wo die mittlere Jahrestemperatur 0° ist. Wenn dies so wäre, so müßten alle Länder, deren mittlere Jahrestemperatur unter Null ist, beständig mit Schnee bedeckt seyn, während wir doch z. B. wissen, daß selbst zu Jakutzk, bei einer mittleren Jahrestemperatur von — 9,7°, noch Cerealien gebaut werden.

Die Gränze, bis zu welcher selbst im Sommer der Schnee nicht wegschmilzt, kann also nicht ohne Weiteres aus der mittleren Jahrestemperatur eines Ortes abgeleitet werden, sie hängt nicht sowohl von der mittleren

Jahreswärme, sondern vielmehr von der Vertheilung der Wärme auf die verschiedenen Jahreszeiten ab.

In Jakuzk ist die mittlere Temperatur des heißesten Monats $20,3^{\circ}$. Bei einer solchen Wärme muß der Schnee wegschmelzen, der Winter mag noch so kalt gewesen seyn. Wenn zu Jakuzk bei unveränderter mittleren Jahrestemperatur von $-9,7^{\circ}$ die Wärme so vertheilt wäre, daß sie nur zwischen 0° und -20° schwankte, so würde der Schnee ewig liegen bleiben.

Die mittlere Temperatur der Schneeegränze kann also an Orten, welche ein sehr excessives Klima haben, sehr niedrig seyn; in solchen Gegenden aber, für welche die Differenz zwischen der Sommerwärme geringer ist, wird die mittlere Jahrestemperatur der Luftwärme an der Gränze des ewigen Schnees höher seyn. Da nun zwischen den Wendekreisen die Schwankungen der Temperatur weit geringer sind als in den gemäßigten Zonen und in den Polargegenden, so wird auch die mittlere Jahrestemperatur der Luft an der Schneeegränze in den Tropen weit höher seyn als in höheren Breiten.

Denken wir uns einen Ort, an welchem die Temperatur der Luft das ganze Jahr hindurch 0° betrüge, so könnte der Schnee, welcher hier fällt, unmöglich wegschmelzen, und man sieht leicht ein, daß, wenn die Temperatur eines Ortes nur um sehr wenige Grade schwankt, die mittlere Temperatur über 0° seyn muß, damit der gefallene Schnee vollkommen wegschmelzen kann, wenn man bedenkt, wie viel Wärme beim Schmelzen des Schnees gebunden wird. Es ist daher leicht zu begreifen, daß in den Tropen die mittlere Lufttemperatur an der Schneeegränze über Null ist.

In den Tropen ist die mittlere Lufttemperatur der Schneeegränze $+1,5^{\circ}$, während sie in Norwegen vom 60. bis 70. Breitengrade -6° ist; in Sibirien ist sie natürlich noch niedriger.

Da die Schneeegränze vorzugsweise von der Temperatur des heißesten Monats abhängt, so muß die Höhe der Schneeegränze in verschiedenen Gegenden, für welche die mittlere Jahreswärme in der Ebene gleich ist, verschieden seyn, wenn die Vertheilung der Wärme an beiden Orten ungleich ist, wenn die eine Gegend ein Küstenklima, die andere aber ein Continentalklima hat. Bei gleicher mittlerer Jahreswärme in der Ebene liegt die Schneeegränze für ein Küstenklima tiefer als für ein Continentalklima.

So hat z. B. Island und das Innere von Norwegen vom 60. bis 62. Grade fast ganz gleiche mittlere Jahreswärme, in Island ist aber die Sommerwärme geringer, und deshalb liegt auch die Schneeegränze in Island bedeutend (630^m) tiefer.

Je mehr Schnee im Winter fällt, desto heißer muß es im Sommer werden, wenn er ganz wegschmelzen soll; da nun an den Küsten mehr Schnee fällt als im Innern der großen Continente, wo die Luft weit trock-

ner ist, so ist darin ein neuer Grund zu suchen, warum an den Küsten die Schneegränze verhältnißmäßig tiefer liegt als im Innern des Landes.

Die Pyrenäen und der Kaukasus liegen ungefähr in gleicher Breite; die mittlere Jahrestemperatur sowohl als auch die mittlere Sommerwärme ist am Fuße der Pyrenäen höher als am Fuße des Kaukasus, und doch ist die Schneegränze am Kaukasus um 650 Meter höher als in den Pyrenäen, weil dort weit weniger Schnee fällt als hier.

Sehr auffallend erscheint es auch, daß die Schneegränze auf der nördlichen Abdachung des Himalaya um mehr als 1100 Meter höher liegt als am südlichen Abhang; es wird dies aber begreiflich, wenn man bedenkt, daß gerade die über dem indischen Ocean mit Feuchtigkeit gesättigte Luft, an den südlichen Abhang des riesenhaften Gebirges anschlagend, dort ungeheure Massen von Regen in den niederen und von Schnee in den höheren Regionen absetzt, während aus der trocknen Luft auf der nördlichen Abdachung ungleich weniger Schnee herabfällt; außerdem aber schließt sich an die nördliche Abdachung die bedeutende Hochebene von Tibet an, während sich das Gebirge auf der Südseite rasch bis zum Spiegel des Meeres herabsenkt.

Das Tafelland von Tibet besteht eigentlich aus mehreren durch Gebirgsketten getrennten Hochebenen von außerordentlicher Trockenheit, auf welchen die Temperaturschwankungen außerordentlich groß sind; da die so felsigen und sandigen Hochebenen sich im Sommer durch die Absorption der Sonnenstrahlen bedeutend erwärmen, wirken sie eben deshalb bedeutend, um die Schneegränze zu erhöhen.

Ein ähnlicher Unterschied zeigt sich zwischen den östlichen und westlichen Cordilleras von Chili. Nach den Messungen von Pentland ist die Schneegränze vom 14. bis zum 18. Breitengrade noch bedeutend höher als unter dem Aequator selbst, was offenbar nur von dem Einfluß der Hochebenen herrühren kann.

Die Gränze des Schnees steigt und sinkt mit den verschiedenen Jahreszeiten; diese Schwankung ist in der heißen Zone Amerikas sehr unbedeutend, sie beträgt nach Humboldt nur 80 bis 110 Meter; man darf jedoch die Gränze des Schnees nicht mit den Gränzen verwechseln, bis zu welchen noch von Zeit zu Zeit Schnee fällt und auch einige Zeit liegen bleibt. In den mexicanischen Gebirgen liegen die Gränzen, zwischen welchen die Schneegränze auf- und niedersteigt, schon bedeutend weiter, nämlich um 623 Meter, auseinander; dieser Unterschied ist leicht zu begreifen, wenn man bedenkt, daß die mittlere Temperatur der drei wärmsten Monate in Mexico um 6°, in Quito aber nur 1° bis 2° mehr beträgt als die mittlere Temperatur der drei kältesten Monate.

Eine ganz eigenthümliche, den ewigen Schnee hoher Gebirge häufig begleitende Erscheinung sind die Gletscher. Möge es erlaubt seyn, die

treffliche Beschreibung der Alpengletscher hier wörtlich anzuführen, welche R ä m k in seinen »Vorlesungen über Meteorologie« gegeben hat.

»Betrachtet man ein größeres Gebirge, z. B. die Alpen, im Sommer von einem entfernten Standpunkte (Rigi oder Weissenstein bei Solothurn), so unterscheidet man deutlich in der Tiefe die Region der Cultur, darüber den Waldgürtel, späterhin die ausgedehnten Weiden und über diesen die Region des Schnees. Die untere Gränze desselben erscheint ziemlich scharf als horizontale Linie, nur an einzelnen Stellen ziehen sich von ihr unregelmäßige weiße Streifen bis zu bedeutender Tiefe herab, diese Streifen, welche deutlich in den Thälern liegen, sind die Gletscher.

»Wenn man den Gletscher näher betrachtet, so findet man, daß er ganz aus Eis, keineswegs aber aus Schnee besteht und daß diese Masse oft rings von Getreidefeldern umgeben ist. Dieses Eis bildet aber nicht die zusammenhängenden durchsichtigen Massen, wie es uns das auf den Flüssen gebildete Eis zeigt, vielmehr läßt es sich mit der größten Leichtigkeit in Körner zerschlagen, welche einzeln in hohem Grade durchsichtig, aber von einander durch Zwischenräume getrennt sind. Dadurch, daß die ganze Eismasse nur aus solchen Körnern besteht, wird es uns möglich, mit Leichtigkeit auf den Gletschern zu gehen. In der Tiefe haben diese Körner etwa die Größe einer Wallnuß; so wie wir jedoch höher steigen, werden sie kleiner, bis sie in der Höhe von 8000 Fuß etwa die Größe von Erbsen haben. Die Oberfläche des Gletschers bildet hier nicht mehr die compacte Masse, bei schönem Sonnenschein sinkt man in sie wie in lockeren Sand ein; diese lockere Masse hat den Namen Firn, sie wird immer kleiner und in den höchsten Regionen geht sie allmählig in Schnee über; selbst wenn die Oberfläche mit Firn bedeckt ist, treffen wir in der Tiefe einiger Follen eigentlichen Schnee.

»Diese Firnmasse ist aus dem Schnee entstanden, und ich hatte im Jahre 1833 Gelegenheit, die Bildung derselben sehr deutlich zu verfolgen. Im August und noch mehr im September fielen auf dem Faulhorn ungeheure Schneemassen, an manchen Stellen lag er neben dem Wirthshause mehr als 6 Fuß hoch. Der Schnee selbst bestand entweder aus regelmäßigen Krystallen oder Spießen, welche scheinbar von dem Mittelpunkte einer Kugel nach allen Seiten ausliefen. Es folgte nun einige Zeit schönes heiteres Wetter; obgleich das Thermometer sich selbst bei Tage im Schatten wenig vom Gefrierpunkte entfernte, wirkte doch die Sonne mit ungeheurer Mächtigkeit auf den Schnee, dieser war am ersten Tage etwa bis zur Tiefe eines Follens mit Wasser durchdrungen. Am folgenden Morgen hatte sich eine unregelmäßige glänzende Eiskrinde gebildet, die sich jedoch mit Leichtigkeit eindrücken ließ. Raum aber hatte die Sonne einige Zeit darauf gewirkt, so war der Zusammenhang der Theile verschwunden, und bis zur Dicke einiger Linien lagen auf der Oberfläche des eigentlichen Schnees durchsichtige Eiskügelchen von

der Größe der Hirsenkörner. Mehrere Tage wiederholte sich der Vorgang, aber dann war am Morgen die Eiskrinde so fest, daß ich darauf stehen konnte, die Firnkörner lagen mehrere Zoll hoch über dem Schnee, dabei hatten sie an der Oberfläche die Größe kleiner Erbsen erlangt und wurden nach unten kleiner. Leider konnte ich den Vorgang nicht bis zu größerer Tiefe verfolgen, da neue Schneemassen die früheren bedeckten und nur eine Wiederholung des eben beschriebenen Processes zeigten.

„ — — — Man denke sich in den Alpen zwei Berge von mehr als 8000 Fuß Höhe, zwischen denen ein Thal mit Schnelligkeit in die Tiefe stürzt. Die bedeutenden Schneemassen des Winters werden theils durch Winde, theils durch Lawinen in das Thal gestürzt; erst spät im Frühling wird die Wärme in der Höhe so bedeutend, daß die Sonne auf den Schnee einzuwirken vermag. Das durch Schmelzen gebildete Wasser bringt mit Schnelligkeit in die Zwischenräume zwischen den einzelnen Krystallen und füllt diese abwechselnd mit kleinen Luftblasen ganz aus. Wenn es in der folgenden Nacht friert, eine Erscheinung, die sich in diesen Regionen den ganzen Sommer hindurch oft wiederholt, dann verbindet sich das Wasser mit den Schneeflocken, mit denen es in Berührung steht, letztere selbst werden in Körner von durchsichtigem Eise verwandelt, die vorhandenen Luftblasen sind die Ursache, daß die ganze Oberfläche sich nicht in eine compacte Masse verwandelt. Wiederholt sich am folgenden Tage die Einwirkung der Sonne, so wird die Rinde bald aufgelockert, es werden einige Körner geschmolzen aber vorzugsweise die kleineren, welche sich in Wasser verwandeln, und dieses verbindet sich in der folgenden Nacht mit den noch übrig gebliebenen und vergrößert die Dimensionen derselben. War die im Winter angehäuften Schneemasse bedeutend und der nun folgende Sommer vielleicht nicht sehr warm, so wird sie nicht immer ganz geschmolzen, sondern nur in eine Firnmasse verwandelt, deren Größe durch den Schnee des nächsten Winters bedeutend vergrößert wird. Wiederholt sich der Vorgang mehrere Jahre, so entsteht ein neuer Gletscher, wie man dieses in den Alpen öfter beobachtet hat. Dabei nehmen nach und nach die Dimensionen der Eiskörner zu, und wenn auch noch immer die einzelnen derselben durch Luftbläschen getrennt bleiben, so greifen die unregelmäßigen Erhöhungen einiger so in die Vertiefungen zwischen anderen, daß das Ganze eine compacte Masse bildet. Doch bleibt dieser Körper nicht auf der Stelle, auf welcher er in dem engen Thale entstand. Stand er zuerst mit den Wänden desselben in Berührung, so wird der an den letzteren liegende Schnee bald weggeschmolzen, das von den Höhen herabkommende Wasser tritt stellenweise unter die Schnee- und Eismasse und zerstört hier und da die Basis derselben theils durch eigentliches Schmelzen, theils durch mechanisches Fortreißen. Das Ganze berührt nicht mehr allenthalben den Boden, Kanäle von unregel-

mäßiger Gestalt sind mit Wasser gefüllt, welches bald frei abfließt, bald durch losgerissene Eismassen sich selbst den Ausgang versperrt und nun einen Druck nach oben ausübt. Auch die obere Schneemasse sucht auf der häufig sehr geneigten Basis sich nach unten zu bewegen; so wird das auf einzelnen Füßen stehende Eis vielfach gedrängt, es entstehen Risse und Spalten, welche sich von oben nach unten erstrecken und in welche sich das Wasser stürzt, welches durch Einwirkung der Sonne auf der Oberfläche gebildet wird. Geschieht dieses erst, so wird die Basis noch mehr angegriffen, besonders scheint dieses dann der Fall zu seyn, wenn mehrere kalte Nächte folgen, wo das Wasser stellenweise gefriert, bei seiner Verwandlung in Eis sich ausdehnt und dadurch die schmalen Spalten wie ein eingetriebener Keil erweitert, während die zuerst genannten Ursachen besonders bei anhaltend warmem Wetter thätig sind. So arbeitet also Alles dahin, die Gletschermasse nach unten zu bewegen; zuerst wird sie in eine Menge einzelner Blöcke von größeren oder geringeren Dimensionen zerrissen, wobei sich ein donnerähnliches Getöse hören läßt, und diese Blöcke werden dann mit Leichtigkeit langsam fortgeschoben. Daher finden wir denn in den steilen Thälern diese ewigen Eismassen, während die begränzenden Bergwände mit kräftigen Wäldern und dem üppigsten Grün überzogen sind. Begreiflich aber wird es, daß diese Gletscher sich in ähnlich gebildeten Thälern desto mehr in die Tiefe erstrecken müssen, je höher die umliegenden Berge sich in die Region der Wolken erheben; hier sind die Schneemassen, welche durch Winde und Lawinen in die Tiefe geführt werden, größer, hier ist ferner der Druck des Schnees, so wie die Masse des unter dem Schnee wegfließenden Wassers bedeutender, die große Eismasse erfordert also längere Zeit zum gänzlichen Wegschmelzen, und so kann sie nach tiefer und wärmer liegenden Regionen kommen, ehe sie ganz verschwindet. Da das Eis am untern Ende der Gletscher eine große Reihe von Jahren hindurch die Wärme des Sommers, so wie die Kälte des Winters empfunden hat, so ist durch die häufige Wiederholung des partiellen Thauens und Gefrierens das Volumen der Krystalle so groß geworden, wie wir es unten beobachten.

»Da die Gletscher dem Gesagten zufolge nur locale Phänomene sind, da die Erfahrung ferner zeigt, daß ihr unteres Ende im Allgemeinen desto tiefer liegt, je höher die umgebenden Berge sind, so müssen wir sie bei der Bestimmung der Schneelinie ganz übersehen. Nur da, wo der Schnee auf kleinen Bergebenen und wenig geneigten Flächen noch am Ende des Sommers anfängt liegen zu bleiben, darf sie aufgesucht werden. — — —«

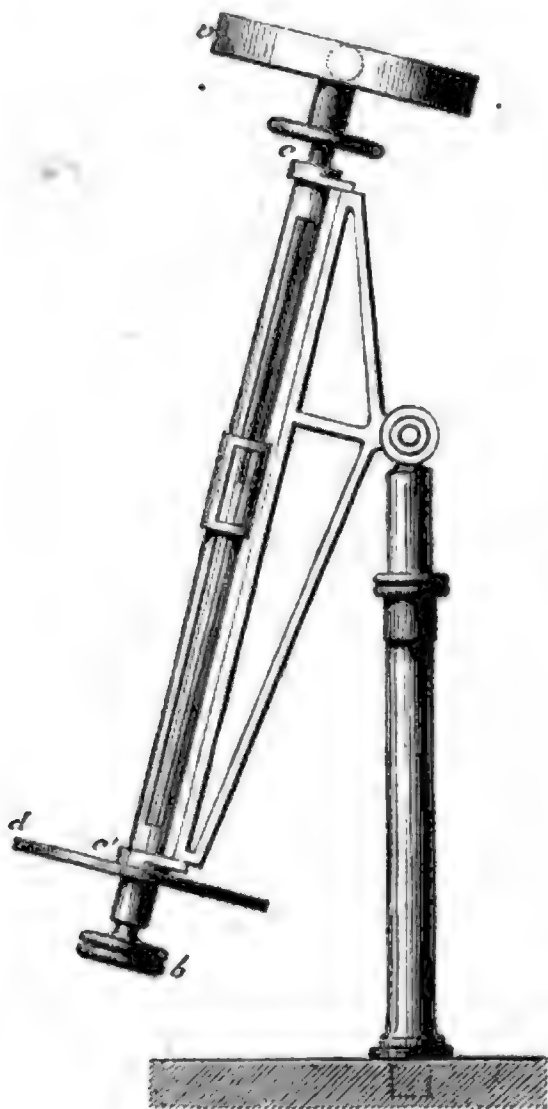
Wir haben bisher nur die Temperaturverhältnisse auf hohen Gebirgen selbst, aber nicht den Einfluß betrachtet, den diese Gebirge auf die benachbarten Ebenen ausüben. Dieser Einfluß ist aber unter Umständen sehr bedeutend; einen erwärmenden Einfluß üben sie durch die Reflexion der

Wärmestrahlen an den Bergabhängen und durch den Schuß aus, den sie oft gegen die herrschenden Winde gewähren; dagegen wirkt die Nähe hoher Gebirge abkühlend auf die Ebenen, indem sie das Niedersenken kalter Luftströmungen häufig verursachen und begünstigen. Dieser erkaltende Einfluß ist besonders merklich, wenn die Berghöhen mit Schnee bedeckt sind.

493 **Absorption der Wärmestrahlen durch die Atmosphäre.** Wenn man mit Hülfe einer Sammellinse Zunder durch Concentration der Sonnenstrahlen anzünden will, so wird man einen großen Unterschied finden, je nachdem man den Versuch Mittags anstellt, wo die Sonne hoch am Himmel steht, oder des Abends, wenn sie ihrem Untergange nahe ist; während sich der Schwamm des Mittags leicht entzündet, geschieht dieses am Abend entweder nur sehr schwierig oder gar nicht; die Intensität der von der Sonne zu uns kommenden Wärmestrahlen ist also in diesen beiden Fällen eben so ungleich wie die Intensität der Lichtstrahlen; Abends können wir die rothgelbe Scheibe der untergehenden Sonne wohl ansehen, Mittags aber wird das Auge durch den Glanz der Sonnenstrahlen geblendet.

Dieser Unterschied in der Intensität der Licht- und Wärmestrahlen, welche von der Sonne zu uns kommen, rührt offenbar daher, daß der Weg,

Fig. 1002.



welchen die Sonnenstrahlen durch die Atmosphäre hindurch zurückzulegen haben, bedeutend größer ist, wenn die Sonne dem Horizonte nahe steht; je größer aber der Weg ist, den die Sonnenstrahlen in der Atmosphäre zurücklegen, desto mehr Licht und Wärme wird absorbiert werden.

Um annähernd die Wärmeabsorption in der Atmosphäre zu bestimmen, hat Herschel ein Instrument construirt, welches er *Heliometer* genannt hat. Pouillet gab diesem Instrumente folgende vervollkommnete Einrichtung.

Das cylindrische Gefäß *v*, Fig. 1002, ist aus dünnem Silberblech gemacht, sein Durchmesser beträgt ungefähr 1 Decimeter, seine Höhe 14

bis 15 Millimeter, so daß es ungefähr 100 Gramm Wasser aufnehmen kann. In dem Gefäße befindet sich die Kugel eines Thermometers, dessen Röhre durch einen das Gefäß verschließenden Kork in eine hohle Metallröhre hineinragt; diese Metallröhre geht durch zwei Hülßen bei c und c' , so daß sie mit dem Gefäße v mittelst des Knopfes b beständig um ihre Ase gedreht werden kann; diese Umdrehung hat zum Zwecke, das Wasser im Gefäße v in beständiger Bewegung zu erhalten, damit sich die Wärme in demselben möglichst gleichförmig verbreitet.

Die obere Fläche des Gefäßes v ist mit Ruß sorgfältig geschwärzt. Die Scheibe d hat denselben Durchmesser wie das Gefäß v ; richtet man also das Instrument so gegen die Sonne, daß der Schatten des Gefäßes v gerade auf die Scheibe d fällt, so kann man sicher seyn, daß die Sonnenstrahlen die vordere Fläche des Gefäßes rechtwinklig treffen.

Wenn die geschwärzte Oberfläche des Instrumentes rechtwinklig von den Sonnenstrahlen getroffen wird, so steigt die Temperatur des Wassers in v über die der Umgebung.

Wenn das Gefäß v sich erwärmt, so verliert es auch Wärme, theils durch Strahlung gegen den Himmelsraum, theils an die Umgebung. Wenn ein solcher Verlust nicht stattfände, so würde die durch den wärmenden Einfluß der Sonnenstrahlen hervorgebrachte Temperaturerhöhung des Gefäßes v jedenfalls bedeutender seyn als die, welche man beobachtet; um aber auf die Wärme schließen zu können, welche dem Instrument wirklich durch die Sonnenstrahlen zugeführt wird, ist deshalb an den beobachteten Temperaturerhöhungen eine Correction anzubringen. Der Versuch wird deshalb in folgender Weise angestellt.

Wenn das Wasser in dem Gefäße die Temperatur der umgebenden Luft hat, wird das Instrument nahe an dem Orte, wo man es den Sonnenstrahlen aussetzen will, im Schatten aufgestellt, und zwar so, daß die Wärme von der berußten Fläche frei gegen den Himmel ausstrahlen kann. Man beobachtet nun 4 Minuten lang die Erkaltung; in der folgenden Minute bringt man einen Schirm vor die schwarze Fläche und richtet dann den Apparat so, daß die Sonnenstrahlen rechtwinklig einfallen, wenn man am Ende der 5ten Minute den Schirm wegnimmt. Während der folgenden 5 Minuten beobachtet man die durch die Sonnenstrahlen hervorgebrachte Temperaturerhöhung, indem man das Wasser des Gefäßes v in beständiger Bewegung erhält; am Ende der 10ten Minute setzt man den Schirm wieder vor, zieht den Apparat an seine frühere Stelle zurück und beobachtet dann die während der folgenden 5 Minuten stattfindende Erkaltung.

Es sey g die in 5 Minuten durch die Sonnenstrahlen hervorgebrachte Temperaturerhöhung, r und r' die Temperaturabnahme, welche der Apparat

in den 5 vorhergehenden und in den 5 folgenden Minuten erleidet, so ist die Temperaturerhöhung t , welche durch die Sonnenstrahlen hervorgebracht seyn würde, wenn kein Wärmeverlust stattgefunden hätte,

$$t = g + \frac{r + r'}{2}.$$

Die folgende Tabelle enthält die Resultate von 5 Beobachtungsreihen, welche Pouillet mit dem Heliometer angestellt hat.

Beobachtungs- stunden	Dicke der durchlaufenen Luftschicht	Beobachtete Temperatur- erhöhung	Berechnete Temperatur- erhöhung	Unterschiede
--------------------------	-------------------------------------------	----------------------------------------	---------------------------------------	--------------

Am 28. Juni 1837.

7 u. 30' Morgens	1,860	3°80	3°69	+ 0,11
10 u. 30' "	1,164	4,00	4,62	— 0,62
Mittag	1,107	4,70	4,70	0
1 u.	1,132	4,65	4,67	— 0,02
2	1,216	4,60	4,54	+ 0,06
3	1,370	"	,32	"
4	1,648	4,00	3,95	+ 0,05
5	2,151	"	3,36	"
6	3,165	2,40	2,42	— 0,02

Am 27. Juli 1837.

Mittag	1,147	4,90	4,90	0
1 u.	1,174	4,85	4,86	— 0,01
2	1,266	4,75	4,74	+ 0,01
3	1,444	4,50	4,51	— 0,01
4	1,764	4,10	4,13	— 0,03
5	2,174	3,50	3,49	+ 0,01
6	3,702	3,35	3,42	— 0,07

Am 22. September 1837.

Mittag	1,507	4,60	4,60	0
1 u.	1,559	4,50	4,54	— 0,04
2	1,723	4,30	4,36	— 0,06
3	2,102	4,00	3,97	+ 0,03
4	2,898	3,10	3,24	— 0,14
5	4,992	"	1,91	"

Beobachtungs- stunden	Dicke der durchlaufenen Luftschicht	Beobachtete Temperatur- erhöhung	Berechnete Temperatur- erhöhung	Unterschiede
--------------------------	-------------------------------------------	----------------------------------------	---------------------------------------	--------------

Am 4. Mai 1838.

Mittag	1,191	4,80	4,80	0
1 u.	1,223	4,70	4,76	— 0,06
2	1,325	4,60	4,62	— 0,02
3	1,529	4,30	4,36	— 0,06
4	1,912	3,90	3,92	— 0,02
5	2,603	3,20	3,22	— 0,02
6	4,311	1,95	1,94	+ 0,01

Am 11. Mai 1838.

11 u.	1,193	5,05	5,06	— 0,01
12	1,164	5,10	5,10	0
1	1,193	5,05	5,06	— 0,01
2	1,288	4,85	4,95	— 0,10
3	1,473	4,70	4,73	— 0,03
4	1,812	4,20	4,37	— 0,17
5	2,465	3,65	3,67	— 0,02
6	3,943	2,70	2,64	+ 0,06

Die erste Columne dieser Tabelle enthält die Beobachtungsstunden, die zweite die Dicke der von den Sonnenstrahlen durchlaufenen Luftschicht, die verticale Höhe der Atmosphäre gleich 1 gesetzt; die dritte enthält die beobachtete, die vierte die von Pouillet nach einer Formel, von der sogleich die Rede seyn wird, berechnete Temperaturerhöhung des Wassers im Helio-
meter.

Aus dieser Tabelle sehen wir nun zunächst, daß die Sonnenstrahlen um so mehr an wärmender Kraft verlieren, je weiter der Weg ist, welchen sie in der Atmosphäre zurückzulegen haben. Betrachten wir z. B. die Beobachtungen vom 11. Mai 1838, so finden wir, daß um 1 Uhr Nachmittags die Temperaturerhöhung $5,05^{\circ}$ betrug, um 5 Uhr, wo die Dicke der durchlaufenen Luftschicht ungefähr doppelt so groß war, betrug die Temperaturerhöhung nur $3,65^{\circ}$, sie war also um $1,4^{\circ}$ geringer; für die dreifache Dicke der Luftschicht, ungefähr um 6 Uhr Abends, war die Temperaturerhöhung nur $2,7^{\circ}$, also abermals um $0,9^{\circ}$ geringer.

Man sieht daraus, daß die wärmende Kraft der Sonnenstrahlen in einem etwas weniger raschen Verhältniß abnimmt als die Dicke der durchlaufenen Luftschicht wächst.

Es fragt sich nun, ob man aus solchen und ähnlichen Versuchen ein Gesetz für die Absorption der Wärmestrahlen in der Luft in der Weise ableiten kann, daß sich daraus die absolute GröÙe der atmosphärischen Absorption ergibt, daß man danach die Temperaturerhöhung berechnen kann, welche das Wasser im Heliometer erfahren würde, wenn man das Instrument an die Gränze der Atmosphäre bringen könnte.

Pouillet hat gefunden, daß sich die Formel

$$t = a p^{\varepsilon}$$

recht gut den Beobachtungen anschließt, wenn man für a immer den constanten Werth 6,72, für p aber einen Werth setzt, der von einem Tage zum andern sich ändert. Dieser Werth von p ist nach den Beobachtungen vom

28. Juni . . .	0,7244
27. Juli . . .	0,7585
22. September .	0,7780
4. Mai . . .	0,7556
11. Mai . . .	0,7888.

Für ε ist die jedesmalige Dicke der durchlaufenen Luftschicht zu setzen, wie sie in der zweiten Columne steht; nach dieser Formel sind die Werthe der vierten Columne berechnet.

Pouillet schließt nun weiter, daß, wenn man in dieser Formel $\varepsilon = 0$ setzt, man die Temperaturerhöhung erhalten müsse, welche das Heliometer an der Gränze der Atmosphäre oder in dem Falle erfahren würde, daß die Atmosphäre keine Wärmestrahlen absorbirte. Man erhält für $\varepsilon = 0$

$$t = a = 6,72.$$

An der Gränze der Atmosphäre würde demnach die Temperatur des Instrumentes um 6,72° über die Temperatur der Umgebung steigen. Es werden demzufolge selbst am Mittag an ganz heiteren Tagen ungefähr $\frac{1}{3}$ der von der Sonne kommenden Wärmestrahlen von der Atmosphäre absorbirt; wenn der Himmel bewölkt oder nur mit einem Schleier überzogen ist, muß die Wärmeabsorption in der Luft noch viel bedeutender seyn.

Dieses Resultat kann jedoch kaum als ein annähernd richtiges angesehen werden, wie sich aus folgender Betrachtung ergibt.

Wir haben oben, Seite 383, gesehen, daß, wenn Wärmestrahlen auf ein absorbirendes Mittel fallen, in den ersten Schichten eine stärkere Absorption stattfindet als in den folgenden. Die Wärmemengen, welche durch eine Glasplatte von 3,5 und 7 Millimeter Dicke gehen, verhalten sich zu einander, wenn als Wärmequelle die Locatelli'sche Lampe dient, wie 65,3 : 62 : 60. Gesezt nun, man hätte nur mit diesen drei Platten Versuche angestellt, man wüßte aber nicht, welches die directe Wirkung der Wärme-



schiedene Temperaturen zwischen 8° und 20° die Dichtigkeit des Wassers mit der größten Genauigkeit bestimmt, hätte man für die Abhängigkeit zwischen der Temperatur und der Dichtigkeit eine Formel construirt, welche sich den Beobachtungen sehr gut anschließt, so würde sich aus denselben doch wohl schwerlich beweisen lassen, daß das Wasser bei 4° ein Dichtigkeitsmaximum hat, wenn man es nicht schon zum Voraus gewußt hätte.

Aus der Betrachtung der Fig. 1003 zeigt sich, daß man die Kurve von *a* aus nicht wohl zu einem tieferen Punkte der Ordinate *o* führen kann als zum Punkte *c*, daß also die Wärmeabsorption in der Atmosphäre wenigstens so groß ist wie Pouillet gefolgert hat, d. h. daß also selbst für große Sonnenhöhen wenigstens $\frac{1}{3}$ aller von der Sonne nach der Erde kommenden Wärmestrahlen von der Atmosphäre absorbiert werden.

Pouillet berechnet in der Voraussetzung, daß die Temperaturerhöhung des Heliometers in 5 Minuten wirklich $6,72^{\circ}$ betragen würde, wenn die Atmosphäre keine Wärmestrahlen absorbierte, die Wärmequantität, welche in der angegebenen Zeit dem Instrumente durch die Sonnenstrahlen zugeführt würde, daraus schließt er weiter auf die Wärmemenge, welche überhaupt von der Sonne auf die Erde gelangt, und kommt so zu dem Resultat, daß, wenn die Wärmemenge, welche die Sonne im Laufe eines Jahres auf die Erde sendet, auf derselben gleichförmig vertheilt wäre und daß sie ohne Verlust zum Eis schmelzen verwendet würde, daß sie alsdann im Stande wäre, eine die Erde einhüllende Eisschicht von 31 Metern Dicke zu schmelzen; und ferner, daß, wenn die Sonne ringsum von Eis umgeben wäre, und alle von ihr ausgehende Wärme ausschließlich verwendet würde, um dieses Eis zu schmelzen, daß alsdann in einer Minute eine Schicht von 12 Metern Dicke weggeschmolzen werden würde.

Da die Grundlage der Betrachtungen und Rechnungen, durch welche Pouillet zu diesem Resultate gelangte, zu schwankend ist, so ist wohl eine nähere Erörterung derselben überflüssig.

494 Eigene Wärme der Erde und Temperatur des Weltraums.

Obgleich alle Wärme auf der Erdoberfläche nur von der Sonne kommt, so hat doch die Erde auch ihre eigenthümliche Wärme, wie aus der Temperaturzunahme folgt, welche man in großen Tiefen beobachtet hat. Wenn die Wärme nach dem Mittelpunkte der Erde hin auch in größerer Tiefe noch in dem Maße zunimmt, wie uns diese Beobachtungen zeigen, so müßte schon in einer Tiefe von 3200 Metern die Temperatur des siedenden Wassers herrschen, im Mittelpunkte der Erde aber müßten alle Körper glühend und im geschmolzenen Zustande sich befinden. Daß wir von dieser ungeheuren Hitze im Innern der Erde auf der Oberfläche nichts merken, läßt sich



Diese Versuche zeigen uns, daß die Temperatur des Actinometers fast in derselben Weise abnimmt, wie die Temperatur der Luft, daß also bei niedriger Lufttemperatur eine eben so starke Strahlung gegen den Himmelsraum stattfindet wie bei hoher. So fanden auch Wells und Daniell eine durch die nächtliche Strahlung bewirkte Temperaturerniedrigung von 7 bis 8° unter die Temperatur der Luft; Wilson beobachtete einen Unterschied von fast 9° zwischen der Temperatur der Schneeoberfläche und der Luft, Scoresby und Parry haben in den Polargegenden ähnliche Beobachtungen bei einer Lufttemperatur von -20° gemacht. Dies beweist nun, daß die Temperatur des Weltraums sehr gering seyn muß, denn sonst müßte der Einfluß der nächtlichen Strahlung bei niedriger Temperatur geringer seyn als bei hoher.

Pouillet hat die Temperatur des Weltraums zu -142° bestimmt; da jedoch die Schlüsse, durch welche er zu diesem Resultate gelangt, sehr gewagt sind, da ihre Grundlage höchst unsicher ist, so mag hier die Anführung dieses Resultates genügen.

Zweites Kapitel.

Vom atmosphärischen Druck.

495 Correctionen der Barometerbeobachtungen. Wir haben schon früher bei der Lehre vom Barometer gesehen, daß die Luft in Folge ihrer Schwere auf alle Gegenstände der Erdoberfläche drückt, welche gleichsam den Grund, den Boden, dieses Luftmeers bildet; wir haben auch gesehen, daß man die Größe dieses Luftdrucks mit Hülfe des Barometers messen kann, daß uns das Barometer angiebt, wie hoch eine Quecksilbersäule ist, welche dem atmosphärischen Druck das Gleichgewicht hält.

Da das Quecksilber sich ausdehnt, wenn es erwärmt wird, da also seine Dichtigkeit um so geringer wird, je mehr seine Temperatur steigt, so ist klar, daß zwei Quecksilbersäulen von ungleicher Temperatur auch ungleiche Höhe haben müssen, wenn sie sich einander das Gleichgewicht halten sollen, daß derselbe Luftdruck eine höhere Säule von warmem als von kaltem Quecksilber tragen kann; wenn uns also die Höhe der Barometersäule ein richtiges Maß des Luftdrucks geben soll, so müssen wir die Temperatur des Quecksilbers kennen, und um verschiedene Barometerbeobachtungen vergleichen zu können, müssen wir sie immer auf dieselbe Temperatur reduciren.

Um die verschiedenen Barometerbeobachtungen vergleichbar zu machen, ist man übereingekommen, die Höhe der Barometerhöhe stets auf 0° zu reduciren, d. h. nach der beobachteten Höhe des Barometers und der Temperatur des Quecksilbers zu berechnen, welches die Barometerhöhe gewesen seyn würde, wenn das Quecksilber die Temperatur von 0° gehabt hätte.

Bei einer Temperaturerhöhung von 1° C. dehnt sich das Quecksilber um 0,00018 seines Volumens bei 0° aus; bei einer Temperatur von t Graden ist es also $1 + 0,00018t$ mal leichter als bei 0° ; eine Quecksilbersäule von t° , welche die Höhe h hat, wird demnach einer Quecksilbersäule von 0° und der Höhe $\frac{h}{1 + 0,00018t}$ das Gleichgewicht halten; wenn man also bei einer Temperatur von t° das Barometer beobachtet hat, so reducirt man den beobachteten Barometerstand auf 0° , wenn man ihn durch $1 + 0,00018t$ dividirt.

Hätte man z. B. bei einer Temperatur von 20° eine Barometerhöhe von $764,4^{\text{mm}}$ beobachtet, so würde bei unverändertem Luftdruck und einer Temperatur von 0° die Höhe der Quecksilbersäule nur $\frac{764,4}{1,0036} = 759,7^{\text{mm}}$ betragen. Wenn also ein Barometer in einem Zimmer, dessen Temperatur 0° ist, auf $759,7^{\text{mm}}$ steht, so würde man gleichzeitig an demselben Barometer in einem geheizten Zimmer, dessen Temperatur 20° ist, $764,4^{\text{mm}}$ ablesen.

Wir haben bisher die Ausdehnung der Scala, auf welcher man die Barometerhöhe abliest, ganz unberücksichtigt gelassen. Wäre diese Scala aus einem Material verfertigt, welches sich in demselben Verhältniß ausdehnt wie das Quecksilber, so wäre die Ausdehnung des Quecksilbers durch die der Scala von selbst corrigirt worden; da sich jedoch die Scala weit weniger ausdehnt als das Quecksilber, so muß man ihre Ausdehnung noch besonders in Rechnung bringen. Wenn die Barometerscala auf Glas geätzt ist, so kann man ihre Ausdehnung unberücksichtigt lassen, bei einer messingenen Scala darf sie jedoch nicht vernachlässigt werden. Um weitläufige Reductionsrechnungen zu vermeiden, hat man Tabellen berechnet, mit Hülfe deren die Reduction jederzeit leicht ausführbar ist. Die folgende Reductionstabelle ist von Deleross für den Fall berechnet, daß die Theilung auf Messing gemacht ist.

Barometerhöhe	Ausdehnung der Quecksilber-Säule.								
	1°	2°	3°	4°	5°	6°	7°	8°	9°
mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.
600	0,097	0,194	0,290	0,387	0,484	0,581	0,678	0,775	0,872
05	0,098	0,195	0,293	0,391	0,488	0,586	0,683	0,781	0,879
10	0,098	0,197	0,295	0,394	0,492	0,591	0,689	0,788	0,886
15	0,099	0,198	0,298	0,397	0,496	0,596	0,695	0,794	0,893
20	0,100	0,200	0,300	0,400	0,500	0,600	0,700	0,800	0,901
25	0,101	0,202	0,303	0,403	0,504	0,605	0,706	0,807	0,908
30	0,102	0,203	0,305	0,407	0,508	0,610	0,712	0,813	0,915
35	0,102	0,205	0,307	0,410	0,512	0,615	0,717	0,820	0,922
40	0,103	0,207	0,310	0,413	0,516	0,620	0,723	0,826	0,930
45	0,104	0,208	0,312	0,416	0,520	0,625	0,729	0,833	0,937
50	0,105	0,210	0,315	0,420	0,524	0,629	0,734	0,839	0,944
55	0,106	0,211	0,317	0,423	0,529	0,634	0,740	0,846	0,951
660	0,106	0,213	0,320	0,426	0,533	0,639	0,746	0,852	0,959
65	0,107	0,215	0,322	0,429	0,537	0,644	0,751	0,859	0,966
70	0,108	0,216	0,324	0,433	0,541	0,649	0,757	0,865	0,973
75	0,109	0,218	0,327	0,436	0,545	0,654	0,763	0,871	0,980
80	0,110	0,219	0,329	0,439	0,549	0,658	0,768	0,878	0,988
85	0,111	0,221	0,332	0,442	0,553	0,663	0,774	0,884	0,995
90	0,111	0,223	0,334	0,445	0,557	0,668	0,780	0,891	1,002
95	0,112	0,223	0,336	0,449	0,561	0,673	0,785	0,897	1,010
700	0,113	0,226	0,339	0,452	0,565	0,678	0,791	0,904	1,017
05	0,113	0,228	0,341	0,455	0,569	0,683	0,797	0,910	1,024
10	0,115	0,229	0,344	0,458	0,573	0,688	0,802	0,917	1,031
15	0,115	0,231	0,346	0,462	0,577	0,691	0,808	0,923	1,039
20	0,116	0,232	0,349	0,465	0,581	0,697	0,813	0,930	1,046
25	0,117	0,234	0,351	0,468	0,585	0,702	0,819	0,936	1,053
30	0,118	0,236	0,353	0,471	0,589	0,707	0,825	0,943	1,060
35	0,119	0,237	0,356	0,474	0,593	0,712	0,830	0,949	1,068
40	0,119	0,239	0,358	0,478	0,597	0,717	0,836	0,955	1,075
45	0,120	0,240	0,361	0,481	0,601	0,721	0,842	0,962	1,082
50	0,121	0,242	0,363	0,484	0,605	0,726	0,847	0,968	1,089
55	0,121	0,244	0,365	0,487	0,609	0,731	0,853	0,975	1,097
60	0,123	0,245	0,368	0,491	0,613	0,736	0,859	0,981	1,104
65	0,124	0,247	0,370	0,494	0,617	0,741	0,864	0,988	1,111
70	0,124	0,249	0,373	0,497	0,621	0,746	0,870	0,994	1,118
75	0,125	0,250	0,375	0,500	0,625	0,750	0,876	1,001	1,126
80	0,126	0,252	0,378	0,504	0,629	0,755	0,881	1,007	1,133
85	0,127	0,253	0,380	0,507	0,633	0,760	0,888	1,014	1,140
90	0,127	0,255	0,382	0,510	0,637	0,765	0,893	1,020	1,148
95	0,128	0,257	0,385	0,513	0,641	0,770	0,898	1,026	1,155
800	0,129	0,258	0,387	0,516	0,646	0,775	0,904	1,033	1,162

Der Gebrauch dieser Tabelle ist ganz einfach. Nehmen wir an, das Barometer stehe auf 750^{mm}, das an demselben befestigte Thermometer zeige aber eine Temperatur von 8°, so hat man 0,968 von 750 abzugiehen, die corrigirte Barometerhöhe ist also 749,032^{mm}. Wäre die beobachtete Barometerhöhe aber 745^{mm} gewesen, so hat man von 745 abzugiehen:

$$\begin{array}{rcl}
 \text{für } 20^{\circ} & 10 \times 0,240 & = 2,4 \\
 \text{für } 3^{\circ} & & 0,361 \\
 \text{für } 0,7^{\circ} & \frac{0,842}{10} & = 0,084
 \end{array}$$

zusammen also 2,845.

Die corrigirte Barometerhöhe wäre demnach 743,155^{mm}.

Für Barometerhöhen, welche zwischen den von 5 zu 5 Millimetern fortschreitenden Zahlen der ersten Columnne liegen, kann man ohne merklichen Fehler die den verschiedenen Temperaturen entsprechenden Zahlen der nächst höheren Horizontalreihe nehmen. Wäre z. B. die Barometerhöhe 748, die Temperatur aber 9°, so hat man von 748 die Zahl 1,082 abziehen.

Wenn das am Barometer befestigte Thermometer unter 0° steht, so hat man die entsprechenden Zahlen nicht abziehen, sondern zu addiren.

Eine zweite Correction ist an allen Beobachtungen, welche an Gefäßbarometern angestellt worden sind, wegen der Capillardepression in der Röhre anzubringen. Die folgende Tabelle enthält die Werthe dieser Depression für Röhren von verschiedenem Durchmesser.

Innerer Durchmes- ser der Röhre	Depression	Differenzen	Innerer Durchmes- ser der Röhre	Depression	Differenzen
mm	mm	mm	mm	mm	mm
21,00	0,028	0,004	11,50	0,293	0,037
20,50	0,032	0,004	11,00	0,330	0,042
20,00	0,036	0,005	10,50	0,372	0,047
19,50	0,041	0,006	10,00	0,419	0,054
19,00	0,047	0,006	9,50	0,473	0,061
18,50	0,053	0,007	9,00	0,534	0,070
18,00	0,060	0,008	8,50	0,604	0,080
17,50	0,068	0,009	8,00	0,684	0,091
17,00	0,077	0,010	7,50	0,775	0,102
16,50	0,087	0,012	7,00	0,877	0,118
16,00	0,099	0,013	6,50	0,995	0,141
15,50	0,112	0,015	6,00	1,136	0,170
15,00	0,127	0,016	5,50	1,306	0,201
14,50	0,143	0,018	5,00	1,507	0,245
14,00	0,161	0,020	4,50	1,752	0,301
13,50	0,181	0,023	4,00	2,053	0,362
13,00	0,204	0,026	3,50	2,415	0,487
12,50	0,230	0,030	3,00	2,902	0,692
12,00	0,260	0,033	2,50	3,595	0,985
11,50	0,293		2,00	4,579	

496 Tägliche Variationen des Barometers. Wenn man in unseren Gegenden einige Zeit lang mehrmals täglich das Barometer beobachtet, so sind die oft sehr bedeutenden Schwankungen so unregelmäßig, daß man auf den ersten Anblick durchaus keine periodischen Veränderungen wahrnehmen kann, während selbst aus ganz rohen Beobachtungen des Thermometers sich alsbald sowohl eine tägliche als eine jährliche Periode im Gang der Temperatur nachweisen läßt.

Schon im ersten Bande, Seite 117, ist angeführt worden, daß in den Tropen die zufälligen Schwankungen des Barometers ungleich geringer sind als in höheren Breiten, daß dagegen zwischen den Wendekreisen eine tägliche Periode der Barometerschwankungen sich entschieden ausspricht; hier reicht es hin, das Barometer nur einen oder zwei Tage lang zu beobachten, um die täglichen Variationen zu constatiren.

Es fragt sich nun, ob in höheren Breiten wirklich gar keine periodischen Barometerschwankungen stattfinden, oder ob sie nur durch die weit bedeutenderen zufälligen Schwankungen maskirt sind. Um entscheiden zu können, ob mitten in den beständig stattfindenden zufälligen Schwankungen des Barometers sich nicht auch ein periodisches Steigen und Fallen geltend macht, muß man die Mittelzahlen einer großen Reihe von Barometerbeobachtungen mit einander vergleichen, welche regelmäßig zu bestimmten Stunden des Tages angestellt worden sind. Wenn man jedoch einen Monat lang das Barometer an mehreren bestimmten Stunden des Tages beobachtet und das Mittel aus allen zu derselben Stunde gemachten Beobachtungen nimmt, so reicht dies hin, um die Existenz einer täglichen Periode der Barometerschwankungen auch für unsere Gegenden zu beweisen. Die folgende Tabelle enthält die Resultate einer 20jährigen von Bouvard auf der Sternwarte zu Paris angestellten Reihe von Barometerbeobachtungen; sie giebt die auf 0° reducirten Barometerstände in Millimetern an. Die Beobachtungsstunden waren 9 Uhr Morgens, 12 Uhr Mittags, 3 Uhr Nachmittags und 9 Uhr Abends.

Jahr	Höchster Stand		Niedrigster Stand		Mittlere Barometerstände				
	H. St.	Tag. Monat.	L. St.	Tag. Monat.	9 Uhr.	12 Uhr.	3 Uhr.	9 Uhr.	Mittel.
1819	70,89	1. Jan.	38,00	1. März	5,104	4,863	4,389	4,789	4,786
1820	72,60	9. "	26,33	24. "	6,077	5,838	5,352	5,712	5,745
1821	80,82	6. Febr.	15,54	24. Dec.	5,986	5,755	5,285	5,764	5,697
1822	75,93	27. "	34,60	2. "	7,437	7,158	6,591	7,020	7,052
1823	72,23	7. Dec.	22,34	2. Febr.	5,033	4,796	4,353	4,633	4,704
1824	73,24	27. Mai	28,66	12. Oct.	5,817	5,567	5,072	5,385	5,460
1825	76,35	10. Jan.	26,82	10. Nov.	7,742	7,430	6,873	6,962	7,252
1826	74,79	17. "	31,53	13. "	7,367	7,047	6,509	6,868	6,948
1827	73,48	28. Dec.	33,50	4. März	6,211	5,995	5,484	5,847	5,884
1828	71,10	12. "	30,54	21. Febr.	6,306	6,084	5,616	5,982	5,997
1829	73,46	3. Febr.	34,68	7. Oct.	5,377	5,107	4,641	5,145	5,068
1830	71,90	1. Jan.	29,42	9. Dec.	5,918	5,691	5,255	5,722	5,646
1831	72,40	8. "	33,80	30. April	5,356	5,157	4,676	5,176	5,091
1832	71,02	4. April	38,05	30. "	7,893	7,548	7,025	7,597	7,515
1833	74,04	8. Jan.	30,68	1. "	5,790	5,508	4,988	5,521	5,452
1834	72,00	27. Dec.	39,46	10. Jan.	9,014	8,650	8,073	8,690	8,607
1835	76,63	2. Jan.	30,16	10. Oct.	7,270	6,990	6,494	7,114	6,967
1836	75,81	2. "	24,00	28. März	5,363	5,038	4,578	5,165	5,036
1837	72,41	14. Oct.	37,74	13. Sept.	6,686	6,381	5,861	6,360	6,322
1838	72,31	31. Dec.	28,88	25. Febr.	4,679	4,365	3,896	4,355	4,324
1839	71,53	1. Jan.	35,77	20. "	5,386	5,102	4,631	5,048	5,041
1840	72,37	11. "	31,70	4. "	6,492	6,135	5,628	6,198	6,113
Mittel	73,51	14. Jan.	31,01	19. Jan.	6,287	6,009	5,512	5,957	5,941

Die erste Columne dieser Tabelle enthält die Angabe der Beobachtungsjahre; dann folgt die Angabe des in jedem Jahre beobachteten höchsten und tiefsten Barometerstandes, und zwar ist hier der Abkürzung wegen 700, bei den mittleren Barometerständen aber 750 weggelassen; so steht z. B. in der Columne „höchster Stand“ bei 1835 die Zahl 76,63, der höchste im Jahre 1835 beobachtete Barometerstand war also 776,63 Millimeter. Die für eine jede Beobachtung angegebenen Mittelzahlen sind das Mittel aus allen zu dieser Stunde im Laufe eines Jahres gemachten Beobachtungen; so ist z. B. 754,389 das Mittel aus allen im Laufe des Jahres 1819 um 3 Uhr Nachmittags beobachteten Barometerständen.

Man sieht aus dieser Tabelle, daß die für die verschiedenen Beobachtungsstunden gefundenen jährlichen Mittel ungleich sind; sie haben durchgängig den höchsten Werth für 9 Uhr Morgens, den niedrigsten um 3 Uhr Nachmittags; es spricht sich darin entschieden ein periodisches Sinken und Steigen aus; die nichtperiodischen Schwankungen unberücksichtigt gelassen, sinkt demnach das Barometer ungefähr von 9 Uhr Morgens bis 3 Uhr Nachmittags, um dann wieder zu steigen. Um 9 Uhr Morgens steht das Barometer im Durchschnitt um 0,775 Millimeter höher als um 3 Uhr Nachmittags.

Die Amplitude der periodischen Schwankungen ist dieser Tabelle zufolge sehr gering im Vergleich zu den unregelmäßigen nichtperiodischen Schwankungen, denn im Durchschnitt ist der höchste Barometerstand im Laufe eines Jahres 773,5^{mm}, der niedrigste 731^{mm}, ihre Differenz also 42,5^{mm}, während die Differenz des täglichen Maximums und Minimums nur 0,775^{mm} beträgt.

Um den Gang der täglichen Barometerschwankungen gehörig verfolgen zu können, muß eine Zeitlang wenigstens bei Tage stündlich das Barometer beobachtet werden. Die meisten Beobachtungsreihen dieser Art sind jedoch des Nachts nicht fortgesetzt, man kann aber mit ziemlicher Sicherheit aus den am Tage gemachten Beobachtungen auf den Gang des Barometers in der Nacht schließen.

Die folgende Tabelle enthält die Resultate solcher Beobachtungsreihen, welche an verschiedenen Orten angestellt wurden.

D r e c		gr. Ocean	Gumana	La Guayra	Calcutta	Padua	Halle	Albo	Petersburg
Entfernung vom Aequator		0° 0'	10° 28' n.	10° 36' n.	22° 35' n.	45° 24' n.	51° 29' n.	60° 57' n.	59° 66' n.
Beobachter		Horner	Gumboldt	Boussiguault	Balfour	Giminello	Rämp	Gallstern	Kupffer
Mittag		752,35	756,57	759,41	759,61	757,02	753,29	759,31	759,47
1		751,87	755,99	758,91	759,22	756,85	753,11	759,29	"
2		751,55	755,47	758,41	758,39	756,67	752,99	759,27	759,38
3		751,15	755,14	758,12	758,12	756,54	752,89	759,25	"
4		751,02	754,96	758,05	757,91	756,47	752,84	759,25	759,32
5		751,31	755,14	758,10	757,93	756,46	752,86	759,27	"
6		751,71	755,41	758,40	758,01	756,50	752,91	759,29	759,31
7		751,93	755,81	758,90	758,02	756,63	753,02	759,34	"
8		752,35	756,21	759,19	758,54	756,79	753,14	759,39	759,32
9		752,74	756,59	759,69	759,24	756,92	753,24	759,44	"
10		752,85	756,87	759,93	759,33	757,02	753,31	759,47	759,36
11		752,86	757,15	759,98	759,09	757,02	753,29	759,47	"
Mitternacht		752,47	756,86	759,64	758,80	757,01	753,23	759,41	759,35
1		752,20	756,53	759,34	758,62	756,90	753,14	759,33	"
2		751,77	756,21	759,05	758,57	756,84	753,05	759,24	759,32
3		751,63	755,89	758,81	758,49	756,78	752,99	759,14	"
4		751,32	755,66	758,68	748,47	756,74	752,99	759,07	759,32
5		751,65	755,79	758,85	758,44	756,75	753,34	759,03	"
6		751,95	756,18	759,32	758,68	756,79	753,12	759,04	759,39
7		752,48	756,58	759,94	759,16	756,89	753,24	759,08	"
8		752,95	756,98	760,50	759,88	757,01	753,37	759,15	759,49
9		753,16	757,31	759,63	760,11	757,08	753,44	759,21	"
10		753,15	757,32	760,50	760,19	757,14	753,46	759,29	759,51
11		752,80	757,01	759,99	760,09	757,07	753,40	759,32	"

höheren Breiten sonst wegen ihrer Kleinheit nicht sichtbar geworden wäre; die Entfernung je zweier auf einander folgender Horizontallinien stellt $\frac{1}{2}$ Millimeter dar.

Das Barometer sinkt also vom Mittag an und erreicht zwischen 3 und 5 Uhr sein erstes Minimum, es steigt dann und erreicht ein Maximum zwischen 9 und 11 Uhr Abends; ein zweites Minimum tritt gegen 4 Uhr Morgens, ein zweites Maximum gegen 9 Uhr Morgens ein.

Die Stunden, in welchen die tägliche Variation ein Maximum oder Minimum erreicht, nennt man **Wendestunden**.

Die Wendestunden sind bei uns nicht für alle Jahreszeiten dieselben, wie man aus folgender Tabelle ersehen kann, welche für Halle die Wendestunden in den verschiedenen Monaten des Jahres enthält.

Monate	Minimum	Maximum	Minimum	Maximum
Januar . .	2,8 1 ^{h.} u.	9,17 ^{h.} u.	4,91 ^{h.} m.	9,91 ^{h.} m.
Februar . .	3,43	9,46	3,86	9,66
März . .	3,82	9,80	3,87	10,10
April . .	4,46	10,27	3,53	9,53
Mai . .	5,43	10,93	3,03	9,13
Juni . .	5,20	10,93	2,83	8,73
Juli . .	5,21	11,04	3,04	8,48
August . .	4,86	11,66	3,06	8,96
September .	4,55	10,45	3,45	9,71
October .	4,17	10,24	3,97	10,07
November .	3,52	9,85	4,68	10,08
December .	3,15	9,11	4,91	10,18

Bestimmt man die Wendestunden, indem man das Mittel aus allen Monatszahlen nimmt, so ergeben sich für alle Orte sehr nahe dieselben Wendestunden. Wenn die Wendestunden nicht für alle Orte genau dieselben sind, so rührt vielleicht der Unterschied nur daher, daß nicht an allen Orten die Beobachtungsreihen lange genug fortgesetzt worden sind; nimmt man alle auf der nördlichen Halbkugel angestellten Beobachtungen zusammen, so ergeben sich im Durchschnitt folgende Wendestunden:

Minimum des Nachmittags	4	Uhr	5	Minuten
Maximum des Abends . .	10	„	11	„
Minimum des Morgens . .	3	„	45	„
Maximum des Morgens . .	9	„	37	„

Vergleicht man die Amplitude der täglichen Variationen, so findet man, wie schon angeführt wurde, daß sie in den Tropen am größten ist und daß sie um so mehr abnimmt, je weiter man sich von dem Aequator entfernt. In Cumana beträgt die Amplitude der täglichen Variationen 2,36, in Petersburg nur 0,2 Millimeter.

Auch die Jahreszeiten üben auf die Größe der täglichen Variationen einen Einfluß aus, selbst in den Tropen ist die Amplitude derselben während der Regenzeit geringer. Im Winter ist die Amplitude der täglichen Schwankungen ein Minimum; zu welcher Zeit sie ein Maximum ist, hat man bis jetzt noch nicht genügend ermittelt. Die folgende Tabelle giebt die Werthe der täglichen Amplitude zu Halle und Mailand für die 12 Monate des Jahres an.

Monate	Halle	Mailand
	mm	mm
Januar . .	0,393	0,738
Februar . .	0,476	0,718
März . .	0,488	0,871
April . .	0,569	0,871
Mai . . .	0,546	0,801
Juni . . .	0,557	0,961
Juli . . .	0,566	0,952
August . .	0,569	0,812
September .	0,546	0,817
October . .	0,566	0,745
November .	0,426	0,727
December .	0,363	0,700

497 **Jährliche Periode der Barometerschwankungen.** Wenn man den mittleren Barometerstand für die verschiedenen Monate des Jahres bestimmt, so findet man bald, daß er sich von einem Monat zum andern bedeutend ändert, und man erkennt in diesen Veränderungen auch bald eine jährliche Periode des Sinkens und Steigens. Die beiden folgenden Tabellen enthalten die mittleren Barometerstände der verschiedenen Monate für 10 Orte der nördlichen Hemisphäre.

Monate	Savanna	Calcutta	Benares	Macao.	Cairo
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.
Januar	765,24	764,57	755,41	767,93	762,40
Februar	760,15	758,86	752,91	767,01	"
März	760,98	756,24	751,19	766,08	759,43
April	759,58	753,83	747,33	761,93	760,10
Mai	758,19	750,81	745,01	761,64	758,23
Juni	760,67	748,10	741,13	757,31	754,42
Juli	760,67	747,54	740,65	757,91	753,90
August	757,33	748,53	743,31	757,91	754,06
September	757,46	751,85	745,98	762,22	756,70
October	758,19	755,25	750,35	763,37	759,70
November	761,25	758,37	753,06	766,17	760,76
December	763,62	760,59	755,57	768,65	761,82

Monate	Paris	Straßburg	Halle	Berlin	Petersburg
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.
Januar	758,86	751,62	754,64	761,91	762,54
Februar	759,09	752,43	753,44	761,23	763,10
März	756,33	751,19	751,62	759,90	760,76
April	755,18	749,95	750,98	757,82	761,19
Mai	755,61	750,49	752,57	759,88	760,94
Juni	757,28	752,16	752,70	759,81	759,83
Juli	756,52	751,64	753,27	759,58	758,25
August	756,74	752,03	752,18	759,02	759,94
September	756,61	752,59	753,42	760,53	761,19
October	754,42	751,82	755,55	761,25	760,82
November	755,75	751,28	753,27	759,43	758,05
December	755,09	750,70	754,10	760,35	760,22

Um die Veränderungen des mittleren Barometerstandes im Laufe eines Jahres anschaulicher zu machen, folgt hierbei die graphische Darstellung derselben für Calcutta, Macao, Paris und Petersburg. Die Entfernung zweier Horizontallinien entspricht einer Höhendifferenz von 2 Millimetern, in verticaler Richtung ist also der Maßstab dieser Figuren 4mal kleiner als der Maßstab der Figuren auf Seite 506.

In Calcutta, wo man eine 8jährige Reihe von Beobachtungen angestellt hat, spricht sich die jährliche Periode am entschiedensten aus. Im Januar ist der mittlere Barometerstand am höchsten, er sinkt beständig bis zum Juli, wo er sein Minimum erreicht, und steigt dann wieder bis zum Januar. Die Amplitude der jährlichen Periode beträgt für Calcutta 17 Millimeter; in Amerika scheint diese Amplitude, welche ebenfalls mit der Entfernung vom Aequator abnimmt, geringer zu seyn.

Auch in höheren Breiten ist der mittlere Barometerstand im Winter höher als in allen übrigen Jahreszeiten, außerdem aber ist in größerer Entfernung vom Aequator der periodische Gang des mittleren Barometerstandes im Laufe des Jahres nicht so regelmäßig, wie man sowohl aus der Tabelle, als auch in den Figuren sehen kann.

Einfluß der Höhe über dem Meeresspiegel auf die periodischen Schwankungen des Barometers. Da das Barometer die Größe des Druckes anzeigt, welchen die über uns befindliche Luft ausübt, so werden die Schwankungen des Barometers auf hohen Bergen, wo eine Luftsäule von weit geringerer Höhe und Dichtigkeit drückt, auch geringer seyn müssen als in der Tiefe, und es läßt sich erwarten, daß in gewissen Höhen über dem Meeresspiegel die Veränderungen des Luftdruckes ganz unmerklich werden. Daß die Erhebung über das Niveau des Meeres wirklich einen solchen Einfluß ausübt, geht aus den Barometerbeobachtungen hervor, welche Rams auf dem Rigi und auf dem Faulhorn angestellt hat und welche in der folgenden Tabelle mit den gleichzeitigen mittleren Barometerständen der verschiedenen Tagesstunden zu Zürich zusammengestellt sind. Die Zahlen von 10 Uhr Abends bis 5 Uhr Morgens sind durch Interpolation bestimmt.

Mittlere monatliche Schwankungen. Es ist bereits erwähnt worden, daß in unseren Gegenden die periodischen Schwankungen des Barometers durch die zufälligen nicht periodischen maskirt sind, daß man die periodischen Schwankungen nur durch Mittelzahlen aus lange fortgesetzten Beobachtungsreihen nachweisen kann. Wir wollen uns jetzt zur Betrachtung der nichtperiodischen Schwankungen wenden und zunächst den Einfluß der Jahreszeiten auf die Größe derselben kennen lernen.

Nach den vom physikalischen Verein zu Frankfurt a. M. angestellten meteorologischen Beobachtungen sind Folgendes die Unterschiede des höchsten und tiefsten Tagesmittels für jeden der 12 Monate vom Jahre 1837 bis 1843 in Pariser Linien:

	1837	1838	1839	1840	1841	1842	1843	Mittel
Januar . . .	9,5	10,5	15	13,5	15	10,5	18	13,1
Februar . . .	13	15	10,5	15,5	10	13	13	13
März	6,5	12,5	10	8,5	13	12	7,5	10
April	8,5	8	6,5	8	8	11,5	8	8,3
Mai	6	7,5	7	11	7,5	6,5	7	7,5
Juni	3,5	5,5	7,5	5,5	8,5	5	5	5,8
Juli	4,5	5,5	4,5	6,5	7	7	8,5	6,2
August	8,5	7,5	8,5	6	8	7	5,5	7,3
September . .	8	9,5	9,5	9,5	6	8	9	8,3
October . . .	11	8,5	4	13	11	13	11	10,2
November . .	13	12	7,5	14	16,5	14	7	12
December . .	9,5	9,5	9,5	12,5	10	8,5	7,5	9,6

Man übersieht aus dieser Tabelle, daß die Größe der nicht periodischen Schwankungen im Sommer kleiner ist als im Winter, besonders deutlich übersieht man dies aus den Mittelzahlen der letzten Columnne. Nimmt man das Mittel aus den 12 Zahlen der letzten Columnne, so erhält man den Werth 9,28 Pariser Linien oder 20,4 Millimeter als Durchschnittswerth für die Differenz der monatlichen Extreme.

Dies ist jedoch noch nicht der wahre Mittelwerth für die Größe der monatlichen Schwankungen, denn wir haben ja nicht die Differenz des im Laufe eines Monats beobachteten höchsten und niedrigsten Barometerstandes, sondern nur den Unterschied des höchsten und tiefsten mittleren täglichen Barometerstandes in Rechnung gebracht.

Die folgende Tabelle enthält die mittlere monatliche Amplitude der Barometerschwankungen an verschiedenen Orten der Erde.



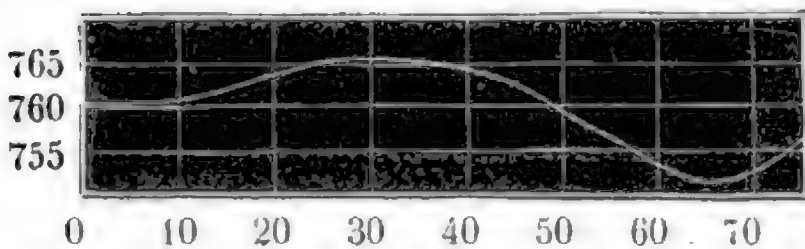
um so weiter vom Aequator, je weiter man ins Innere des Continents der alten Welt kommt.

Mittlere Barometerhöhe im Niveau des Meeres. Man glaubte 500 früher, daß der mittlere Barometerstand am Meeresspiegel allenthalben derselbe sey; dies ist jedoch nicht der Fall, wie man aus folgender Tabelle ersehen kann, in welcher die mittleren Barometerstände verschiedener am Meere gelegener Orte zusammengestellt sind.

Cap der guten Hoffnung	33° S.	763,01 ^{mm}
Rio Janeiro	23	764,03
Christianborg	5° 30' N.	760,10
St. Thomas	19	760,51
Macao	23	762,99
Madeira	32 30	765,18
Neapel	41	762,95
Paris	49	761,41
Edinburg	56	758,25
Reikiavia	64	752,00
Spitzbergen	75 30	756,76.

Wir sehen aus dieser Tabelle, wie dies in Fig. 1013 auch graphisch dargestellt ist, daß der mittlere Barometerstand am Meere vom Aequator nach dem Nordpol hin erst wenig,

Fig. 1013.



gestellt ist, daß der mittlere Barometerstand am Meere vom Aequator nach dem Nordpol hin erst wenig, dann rascher zunimmt, daß er zwischen dem 30. und 40. Breitengrade sein Ma-

ximum erreicht, dann weiter nach Norden hin wieder abnimmt und zwischen dem 60. und 70. Grade nördlicher Breite am kleinsten ist.

Ursachen der Barometerschwankungen. Die Ursache aller Barometerschwankungen ist in der ungleichen und stets sich ändernden Wärmevertheilung auf der Erde zu suchen. Da sich die Wärmevertheilung auf der Erde beständig ändert, so wird auch das Gleichgewicht in jedem Augenblicke gestört, es entstehen Luftströmungen, welche das gestörte Gleichgewicht herzustellen streben, und so ist denn die Luft in beständiger Bewegung, bald mehr erwärmt und deshalb leichter, bald wieder erkaltet und deshalb dichter, bald mehr, bald weniger Wasserdampf enthaltend, wird auch der Druck der Luftsäule fortwährenden Veränderungen unterworfen seyn, welche uns das Barometer anzeigt.

Daß wirklich Temperaturveränderungen die Ursache der Barometerschwankungen sind, geht schon daraus hervor, daß sie in den Tropen, wo die Tem-



gezeichnet worden, es ist aber besser, wenn er, was sich in der Figur nicht so gut hätte darstellen lassen, hinter *d* sich befindet.

Da das Rohr *g i* mit kaltem Wasser umgeben ist, so werden die durchstreichenden Dämpfe verdichtet, und das Wasser in *b* wird erwärmt. Wenn nun zwischen *a* und *b* gar keine Verbindung wäre, so würde die Wassersäule in *b* steigen, ohne daß das Wasser in *d* steigt, weil *b* erwärmt wird, *d* aber kalt bleibt; weil aber die Röhren *b* und *a* oben durch die Heberöhre *f* verbunden sind, so kann das Wasser in *b* nicht höher stehen als in *a*, ein Theil des in *b* erwärmten Wassers fließt nach *a* über, und in Folge dessen sinkt das Wasser in *d*, in *c* aber steigt es, weil zu dem schon in *a* vorhandenen Wasser noch neues durch den Heber *f* hinzukommt.

Wäre *e* eine hinlänglich weite Röhre, so würde das Wasser in allen 4 Röhren stets gleich hoch bleiben, weil in dem Maße, als warmes Wasser durch *f* nach *a* fließt, unten umgekehrt kaltes Wasser durch *e* nach *b* fließen würde, weil sich also das gestörte Gleichgewicht in jedem Augenblicke wieder herstellen würde; dies ist aber nicht möglich, weil die Röhre *e* zu enge ist. Ebenso wird in erkalteten Gegenden der Luftdruck zu-, in erwärmten abnehmen, weil die Luft in den unteren Regionen nicht schnell genug der erwärmten Gegend zuströmen kann, um das gestörte Gleichgewicht sogleich wieder herzustellen.

Dadurch erklärt sich auch, warum in unseren Gegenden im Durchschnitt bei Südwestwinden das Barometer am tiefsten, bei Nordostwinden am höchsten steht, die Südwestwinde bringen uns warme Luft, während uns die Nordostwinde kältere Luft zuführen; da, wo ein warmer Luftstrom weht, müßte die Atmosphäre eine größere Höhe haben als da, wo der kalte Wind weht, wenn der Druck der ganzen Luftsäule an beiden Orten derselbe seyn sollte; wäre dies aber auch wirklich der Fall, so würde die Luft des warmen Stromes oben abfließen, das Barometer also unter dem warmen Luftstrom sinken, unter dem kalten dagegen steigen.

In Europa sind im Durchschnitte die Südwestwinde auch die Regenwinde, weil sie, von wärmeren Meeren kommend, mit Wasserdampf gesättigt sind, welcher sich nach und nach verdichtet und als Regen niederfällt, wenn der Wind zu immer kälteren Gegenden gelangt. In dieser Condensation des Wasserdampfes ist ein zweiter Grund zu suchen, warum das Barometer bei Südwestwinden niedrig steht. So lange nämlich der Wasserdampf als förmliches Gas einen Bestandtheil der Atmosphäre ausmacht, ist ihm ein Theil des atmosphärischen Druckes zuzuschreiben, ein Theil der Quecksilbersäule im Barometer wird durch den Wasserdampf getragen; das Barometer muß also sinken, wenn der Wasserdampf aus der Atmosphäre durch Verdichtung ausgeschieden wird.

Dieser Umstand erklärt auch, daß der mittlere Barometerstand am Meere

Wetter bringen, während das Barometer steigt, wenn Nordostwinde wehen, welche die Luft trocken und den Himmel heiter machen, so kann man allerdings sagen, daß im Allgemeinen ein hoher Barometerstand schönes Wetter, ein tiefer aber schlechtes Wetter anzeigt. Dies ist aber, wie gesagt, nur eine Durchschnittsregel, denn bei Nordostwind ist der Himmel auch öfters bewölkt, bei Südwestwind auch manchmal heiter; sie ist jedoch in derselben Ausdehnung wahr, wie die, daß bei Nordostwind das Barometer hoch, bei Südwestwind dagegen tief steht; dies ist auch nicht immer, sondern nur im Durchschnitt wahr. Wir können uns von solchen Anomalien keine Rechenschaft geben, weil uns die mannigfachen Elemente nicht genügend bekannt sind, welche den Gleichgewichtszustand der Atmosphäre bedingen.

Daß ein hoher Barometerstand im Allgemeinen heiteres Wetter, ein tiefer aber trübes Wetter anzeigt, ist auch nur für solche Orte wahr, an welchen die warmen Winde zugleich die Regen bringenden sind. An dem Ausflusse des La Platastroms z. B. sind die kalten Südostwinde, welche vom Meere her wehen und das Barometer steigen machen, die Regenwinde, die warmen Nordwestwinde aber, bei welchen das Barometer sinkt, sind trockne Landwinde und bringen heiteres Wetter. Dem Umstande, daß hier der Regen durch kalte Winde gebracht wird, ist der geringeren Regenmenge dieser Gegenden zuzuschreiben, während unter gleicher Breite an den Westküsten von Südamerika sehr viel Regen fällt, indem hier der warme Nordwestwind zugleich ein Seewind ist.

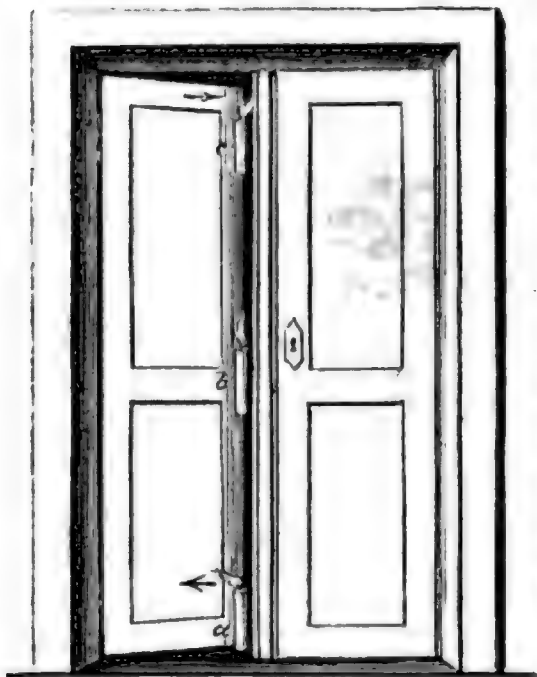
Die tägliche Periode der Barometerschwankungen ist wesentlich durch die Veränderungen im Feuchtigkeitszustande der Luft bedingt, wir werden deshalb auf diesen Gegenstand zurückkommen, wenn wir die Veränderungen werden kennen gelernt haben, welche der Wassergehalt der Luft im Laufe des Tages erleidet.

Drittes Kapitel.

Von den Winden.

502 **Entstehung der Winde.** Wenn man im Winter die in einen kalten Raum führende Thür eines geheizten etwas öffnet und eine brennende Kerze an das obere Ende des Spaltes hält, wie man Fig. 1016 sieht, so zeigt die

Fig. 1016.



nach außen gerichtete Flamme einen von dem warmen Zimmer nach dem kalten Raume gerichteten Luftstrom an. Rückt man nun mit der Kerze mehr und mehr herunter, so stellt sich die Flamme immer mehr aufrecht, ungefähr in der halben Höhe der Oeffnung steht sie ganz still, sie ist hier nicht durch Luftströmungen afficirt; bringt man sie aber noch weiter herunter, so wird die Flamme von außen nach innen getrieben. Man sieht also, daß die erwärmte Luft oben aus- und daß dagegen unten die kalte Luft in das Zimmer einströmt.

Wie hier im Kleinen die ungleiche Erwärmung der beiden Räume Luftströmungen veranlaßt, so ist auch die ungleiche stets wechselnde Erwärmung der Erdoberfläche und des über ihr schwebenden Luftmeeres die Ursache der Luftströmungen, die wir Winde nennen. Auch im Großen sieht man die Luft in den stärker erwärmten Gegenden aufsteigen und in der Höhe nach den kälteren abfließen, während unten die Luft von den kälteren Gegenden den wärmeren zuströmt.

Ein einfaches Beispiel geben uns die Land- und Seewinde, welche man häufig an den Meeresküsten, namentlich aber auf Inseln wahrnimmt. Einige Stunden nach Sonnenaufgang erhebt sich ein von dem Meere nach der Küste gerichteter Wind, der See wind, weil das feste Land unter dem Einflusse der Sonnenstrahlen stärker erwärmt wird als das Meer, über dem Lande steigt die Luft in die Höhe und fließt oben nach dem Meere hin ab, während unten die Luft vom Meere gegen die Küsten strömt. Dieser Seewind ist anfangs schwach und nur an den Küsten selbst fühlbar, später nimmt er zu und zeigt sich dann auch auf dem Meere schon in größerer Entfernung von der Küste; zwischen 2 und 3 Uhr Nachmittags wird er am stärksten, nimmt dann wieder ab, und gegen Untergang der Sonne tritt eine

Windstille ein. Nun erkaltet Land und Meer durch die Wärmestrahlung gegen den Himmelsraum, das Land erkaltet aber rascher als das Meer, und nun strömt die Luft in den unteren Regionen vom Lande nach dem Meere, während in den oberen Luftregionen eine entgegengesetzte Strömung stattfindet.

Zu den Ursachen, welche Luftströmungen, ja die heftigsten Stürme erzeugen können, ist auch eine schnelle Condensation des atmosphärischen Wasserdampfes zu zählen. Wenn man bedenkt, welch eine ungeheuerere Wassermasse während eines Platzregens in wenigen Minuten zur Erde fällt, welch ungeheueres Volumen dieses Wasser eingenommen haben muß, als es noch in Dampfgestalt in der Atmosphäre schwebte, so ist klar, daß durch die plötzliche Condensation dieser Wasserdämpfe eine bedeutende Luftverdünnung bewirkt wird und daß die Luft von allen Seiten her mit Gewalt in den verdünnten Raum eindringen muß, um so mehr, als da, wo die Condensation der Wasserdämpfe stattfindet, die Temperatur der Luft durch die frei werdende Wärme erhöht und dadurch ein kräftig aufsteigender Luftstrom erzeugt wird. Daß auf diese Weise, also gleichsam durch Saugen, häufig Winde, und namentlich Stürme erzeugt werden, dafür sprechen zahlreiche Erfahrungen. W a r g e n t i n bemerkt, daß der Westwind in der Regel zu Moskau eher als zu Ubo beobachtet wird, obgleich letztere Stadt bedeutend westlicher liegt als Moskau; auch bläst dieser Westwind in Finnland oft eher als in Schweden.

F r a n k l i n erzählt, daß, als er zu Philadelphia eine Mondfinsterniß beobachten wollte, er daran durch einen Nordoststurm verhindert wurde, welcher sich gegen 7 Uhr Abends einstellte und den Himmel mit dichten Wolken überzog; er war überrascht, einige Tage nachher zu erfahren, daß der Sturm zu Boston, welches ungefähr 400 Meilen nordöstlich von Philadelphia liegt, erst um 11 Uhr Abends angefangen hatte, nachdem schon die ersten Phasen der Mondfinsterniß beobachtet worden waren. Indem er alle Berichte aus den verschiedenen Colonien mit einander verglich, bemerkte Franklin durchgängig, daß dieser Nordoststurm an den verschiedenen Orten um so später sich eingestellt hatte, je weiter sie nach Norden lagen.

Es ist bekannt, daß zwischen Häusern der Wind oft in anderer Richtung weht als über dem Gebäude, weil durch diese die Windrichtung auf mannigfache Art modificirt wird. Gerade so wie die Häuser können aber auch Gebirge locale Störungen in der Windrichtung bewirken.

Oft sieht man die Wolken in anderer Richtung ziehen, als die ist, welche die Windfahnen zeigen, und oft ziehen die höheren Wolken in anderer Richtung als die tiefer schwebenden, woraus hervorgeht, daß in verschiedenen Höhen Luftströmungen nach verschiedener Richtung stattfinden.

503 **Passatwinde und Mouffons.** Als Columbus auf seiner Entdeckungsfahrt nach Amerika seine Schiffe durch einen beständigen Ostwind fortgetrieben sah, wurden seine Gefährten mit Schrecken erfüllt, weil sie fürchteten, nimmer nach Europa zurückkehren zu können. Dieser in den Tropen beständig von Osten nach Westen wehende Wind, welcher so sehr das Erstaunen der ersten Seefahrer des 15. Jahrhunderts erregte, ist der Passatwind. Die Schiffer benutzen diesen Wind, um von Europa nach Amerika zu segeln, indem sie von Madeira aus südlich bis in die Nähe des Wendekreises steuern, wo sie dann durch den Passat nach Westen getrieben werden. Diese Reise ist so sicher und die Arbeit der Matrosen dabei so gering, daß die spanischen Seeleute diesen Theil des atlantischen Oceans den Frauengolf (*el golfo de las Damas*) nannten. Auch in der Südsee weht dieser Wind, die spanischen Schiffer ließen sich durch ihn in gerader Linie von Acapulco nach Manilla treiben.

Im atlantischen Ocean erstreckt sich der Passatwind bis zum 28.—30. Grade, im großen Ocean nur bis zum 25. Grade nördlicher Breite. In der nördlichen Hälfte der heißen Zone ist die Richtung des Passatwindes eine nordöstliche, je mehr er sich aber dem Aequator nähert, desto mehr wird seine Richtung rein östlich. Die Gränze des Passats ist in der südlichen Halbkugel weniger genau bestimmt, dort aber hat der Passat eine südöstliche Richtung, die mehr und mehr östlich wird, je weiter er gegen den Aequator vordringt.

Diese Winde wehen rund um die ganze Erde, doch sind sie in der Regel erst 50 Meilen weit vom festen Lande entschieden merklich.

Da, wo der Nordostpassat der nördlichen und der Südostpassat der südlichen Hemisphäre zusammentreffen, combiniren sie sich zu einem rein östlichen Winde, der aber unmerklich wird, weil die horizontale Bewegung der durch die Intensität der Sonnenstrahlen stark erwärmten und deshalb mächtig aufsteigenden Luft eben durch diese verticale Bewegung neutralisirt wird. Es würde in diesen Gegenden eine fast vollkommene Windstille herrschen, wenn nicht die heftigen Stürme, welche die fast täglich unter Donner und Blitz stattfindenden Regengüsse begleiten, die Ruhe der Atmosphäre störten und das Wehen sanfter regelmäßiger Winde unmöglich machten.

Diese Zone, welche die Passatwinde der beiden Hemisphären trennt, ist die Region der Calmen.

Das Kärtchen, Fig. 1017 (a. f. S.), dient dazu, die Gegenden zu zeigen, in welchen die Passatwinde herrschen. Die Mitte der Region der Calmen, welche im Durchschnitte eine Breite von 6° hat, fällt nicht, wie man wohl erwarten sollte, mit dem Aequator zusammen, sondern sie liegt nördlich von demselben. Während unserer Sommermonate ist der Gürtel der Calmen



seht, sie ist in der nördlichen Halbkugel eine südwestliche, in der südlichen Halbkugel eine nordwestliche.

Daß in den oberen Luftregionen wirklich ein Passat weht, welcher dem unteren entgegengesetzt ist, läßt sich durch Thatfachen beweisen; so wurde z. B. am 25. Februar 1835 bei einem Ausbruche des Vulkans von Cosiguina im Staate Guatimala die Asche bis in die Höhe des oberen Passates geschleudert, der sie in südwestlicher Richtung fortführte, so daß sie auf der Insel Jamaika niederfiel, obgleich in den unteren Regionen der Nordostpassat herrschte.

In größerer Entfernung vom Aequator senkt sich der obere Passat mehr und mehr gegen die Erdoberfläche. Auf dem Gipfel des Pikes von Teneriffa herrschen fast immer Westwinde, während am Meeresspiegel der untere Passat weht.

Im indischen Oceane ist die Regelmäßigkeit der Passatwinde durch die Configuration der Ländermassen, welche dieses Meer umgeben, namentlich aber durch den asiatischen Continent, gestört. Im südlichen Theile des indischen Oceans, zwischen Neuhoiland und Madagaskar, herrscht noch das ganze Jahr hindurch der Südostpassat, in dem nördlichen Theile dieses Meeres aber weht während der einen Hälfte des Jahres ein beständiger Südwest-, während der anderen Hälfte des Jahres ein beständiger Nordostwind. Diese regelmäßig abwechselnden Winde werden *Moussons* genannt.

Der Südwestwind weht vom April bis zum October, während der übrigen Monate des Jahres weht der Nordostwind.

Während in den Wintermonaten der asiatische Continent erkaltet, die Sonne aber in südlicheren Gegenden eine größere Wärme erzeugt, muß natürlich ein Nordostpassat von dem kälteren Asien nach den heißeren Gegenden wehen. In dieser Zeit ist auch im indischen Oceane der Nordostpassat von dem Südostpassat durch die Region der Calmen getrennt.

Während des Sommers wird das Wehen des Südostpassates zwischen Neuhoiland und Madagaskar nicht gestört, in den nördlichen Theilen des indischen Oceans aber, in welchen im Winter ein Nordostwind geherrscht hatte, wird dieser in einen Südwestwind verwandelt, weil sich nun der asiatische Continent so stark erwärmt und also eine Luftströmung nach Norden hin veranlaßt, welche durch die Rotation der Erde in einen Südwestwind verwandelt wird.

504 Winde in höheren Breiten. Der obere Passat, welcher die Luft von den Aequatorialgegenden zurückführt, senkt sich, wie schon erwähnt wurde, immer mehr und erreicht endlich als Südwestwind den Boden; außerhalb der Region der Passatwinde gehen daher die beiden Luftströmungen, welche die Luft von den Polen zum Aequator und vom Aequator zurück



der ausgezogenen Kurve in den mit *N*, *O*, *S* und *W* bezeichneten Punkten sind der Anzahl der Tage proportional, an welchen in England im Durchschnitt unter je tausend Tagen der Nord-, der Ost-, der Süd- und der Westwind herrscht; ebenso sind die zwischen diesen in der Mitte liegenden Ordinaten der Anzahl der Tage proportional, an welchen die Zwischenwinde beobachtet werden. Auf dieselbe Weise ist die punktirte Kurve für die russischen Windverhältnisse construirt.

Der Südwestwind, welcher im westlichen Europa vorherrscht, ist auch auf dem atlantischen Oceane zwischen Europa und Nordamerika der herrschende Wind, und daher kommt es, daß die Ueberfahrt von England nach Nordamerika in der Regel länger dauert als die Rückfahrt. Die Packetbote, welche zwischen Liverpool und New-York fahren, legen den Hinweg durchschnittlich in 40, den Rückweg in 23 Tagen zurück.

Dem im westlichen Europa vorherrschenden Südweststrome, welcher über die warmen Gewässer des atlantischen Oceans gestrichen ist und sich dadurch mit Wasserdämpfen beladen hat, verdankt dieses Land sein Küstenklima. Selbst im westlichen Europa tritt der Charakter des Seeklimas, nämlich milde Winter und kühle Sommer mit häufigem Regen, in solchen Jahren entschiedener auf, in welchen der Südwestwind häufiger weht, in solchen Jahren hingegen, in welchen die nordöstliche Strömung länger herrscht als gewöhnlich, nähert sich der Charakter der Witterung mehr dem des Continentalclimas. So wehten z. B. im Jahre 1816 zu Paris die Nord-, Nordost-, Ost- und Südostwinde 111 Tage, die übrigen regenbringenden Winde aber 255 Tage lang, und dieses Jahr war bekanntlich ein ungemein feuchtes; die Regenmenge betrug 54,5^{cm}, die mittlere Temperatur des wärmsten Monats war nur 15,6, die des kältesten 2,6°. Im Jahre 1826 wehten dagegen zu Paris die *N*, *NO*, *O* und *SO* Winde 156 Tage, die übrigen 209 Tage lang; die Regenmenge betrug in diesem Jahre nur 47,2^{cm}, die mittlere Temperatur des wärmsten Monats war 21,2°, die des kältesten — 1,7°. Das Jahr 1826 war also trockener, sein Sommer heißer und sein Winter kälter als im Jahre 1816.

Wenn in gewissen Gegenden der nördlichen Hemisphäre die Südwestwinde die herrschenden sind, so sollte man meinen, daß in anderen Gegenden der Nordoststrom vorherrschen müsse, da doch die Luft zum Aequator zurückkehren muß; Dove meint, daß die Krümmung der Isothermen darauf hindeutet, daß über die Continente der alten und neuen Welt auf der nördlichen Halbkugel zwei nördliche Ströme gehen, über die zwischenliegenden Oeeane aber zwei südliche, die sich eine gewisse Strecke weit über die Continente ausbreiten.

Die Existenz eines vorherrschenden Nordoststroms im Innern der Continente ist jedoch von Anderen in Zweifel gezogen worden, und in der That

zeigen alle bis jetzt gemachten Erfahrungen, daß in höheren Breiten der nördlichen Hemisphäre entweder Südwest- oder Westwinde vorherrschen. Es scheint darin aber ein Widerspruch zu liegen, es scheint nämlich, als ob auf diese Weise dem Pole mehr Luft zuströmt, als nach dem Aequator zurückkehrt. Dieser Widerspruch läßt sich aber heben, wenn man bedenkt, daß der Südweststrom wärmere, weniger dichte Luft mit sich führt, besonders aber, daß er eine Menge von Wasserdämpfen nach höheren Breiten bringt, welche, hier condensirt, als Regen oder Schnee niederfallen; nach dem Aequator strömt aber nur die ihres Wasserdampfes beraubte Luft in nordöstlicher Richtung zurück; es muß also in der That dem Pole eine größere Gasmenge zuströmen, weil ein Theil dieser Gase, nämlich der Wasserdampf, nicht in Gasform nach dem Aequator zurückströmt.

Gesetz der Winddrehung. Obgleich bei einer oberflächlichen Betrachtung in unseren Gegenden die Aenderungen in der Windrichtung ganz regellos zu seyn scheinen, so haben doch aufmerksamere Beobachter schon lange die Bemerkung gemacht, daß die Winde in der Regel in folgender Ordnung auf einander folgen:

S, S.W, W, N.W, N, N.O, O, S.O, S.

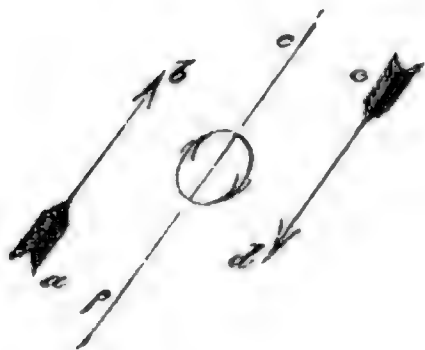
Am regelmäßigsten läßt sich diese Drehung des Windes während des Winters beobachten; die mit diesem Umschlagen zusammenhängenden Veränderungen des Barometers und des Thermometers hat *Dove* sehr schön mit folgenden Worten geschildert:

„Wenn der Südwest, immer heftiger wehend, endlich vollkommen durchgedrungen ist, erhöht er die Temperatur über den Gefrierpunkt, es kann daher nicht mehr schneien, sondern es regnet, während das Barometer seinen niedrigsten Stand erreicht. Nun dreht sich der Wind nach West, und der dichte Flockenschnee beweist ebenso gut den einfallenden kälteren Wind als das rasch steigende Barometer, die Windfahne und das Thermometer. Mit Nord heitert der Himmel sich auf, mit Nordost tritt das Maximum der Kälte und des Barometers ein. Aber allmählig beginnt dieses zu fallen, und feine Cirri zeigen durch die Richtung ihres Entstehens den eben eingetretenen südlicheren Wind, den das Barometer schon bemerkt, wenn auch die Windfahne noch nichts davon weiß und noch ruhig Ost zeigt. Doch immer bestimmter verdrängt der südliche Wind den Ost von oben herab, bei verschiedenem Fallen des Quecksilbers wird die Windfahne SO, der Himmel bezieht sich allmählig immer mehr, und mit steigender Wärme verwandelt sich der bei SO und S fallende Schnee bei SW wieder in Regen. Nun geht es von Neuem an, und höchst charakteristisch ist der Niederschlag auf der Ostseite von dem auf der Westseite gewöhnlich durch eine kurze Aufhellung getrennt.“

Nicht immer läßt sich die Drehung des Windes so rein beobachten, wie es eben angeführt wurde, indem häufig ein Zurückspringen des Windes stattfindet; ein solches Zurückspringen wird aber weit häufiger auf der Westseite der Windrose beobachtet als auf der Ostseite. Eine vollständige Umdrehung des Windes in entgegengesetzter Richtung, nämlich von S nach O, N, W, wird in Europa höchst selten beobachtet.

Das eben besprochene Gesetz der Winddrehung hat Dove auf eine sehr scharfsichtige Weise erklärt. Zwei in entgegengesetzter Richtung neben einander fließende Luftströme werden da, wo sie sich berühren, einander gegenseitig hemmen und dadurch nothwendig Wirbel erzeugen. Wenn nun in der Richtung *a b* ein Südwest-, in der Richtung *c d* ein Nordostwind

Fig. 1019.



weht, so werden sich an der Gränze *ef* der beiden Ströme Wirbel in der in der Figur angedeuteten Richtung bilden müssen; die Drehung des Windes in der erwähnten Richtung ist eine Folge dieser Wirbel.

Die Gränze, welche die beiden Ströme trennt, ist eine in der Richtung von SW nach NO fortlaufende Linie, die, parallel mit sich selbst, bald mehr nach Osten, bald mehr nach Westen vorrückt. Wir befinden uns entweder nahe an der östlichen Gränze des Südweststromes, oder nahe an der

westlichen Gränze des Nordoststromes. Wenn wir uns entschieden im Südweststrome befinden, wenn also die Gränze der beiden entgegengesetzten Luftströmungen östlich von uns liegt, so herrscht bei unveränderter Windrichtung und niedrigem Barometerstande ein anhaltendes Regenwetter. Rückt die Gränze des Nordost- und des Südweststromes nun nach Westen vor, so wird, wenn diese Gränze an dem Beobachtungsorte anlangt, der Wind durch W und NO umschlagen, und wenn wir uns dann in der Mitte des oft Wochen lang ruhig fortfließenden Nordoststromes selbst befinden, bleibt der Himmel heiter; im Winter findet dann strenge Kälte, im Sommer trockene Hitze Statt. Das Wetter ändert sich erst, wenn der Nordost allmählig wieder durch den Südweststrom verdrängt wird, wobei dann natürlich der Wind durch Ost, Südost und Süd umschlagen muß.

Bei Ost- und Westwinden, wenn wir uns also in den an der Gränze der beiden Hauptströme gebildeten Wirbeln befinden, wehen die Winde oft in verschiedenen Richtungen über einander her, die Windfahne zeigt eine andere Windrichtung als der Wolkenzug; ist aber der nordöstliche oder der südwestliche Strom entschieden durchgedrungen, so ist dies nicht mehr der Fall.

Die Periode einer vollständigen Umdrehung des Windes durch alle Richtungen der Windrose ist bald von kürzerer, bald von längerer Dauer.

Drehungen im entgegengesetzten Sinne, nämlich

S, O, N, W, S,

werden da vorkommen müssen, wo der Südweststrom auf der Ostseite des Nordoststromes herrscht. Bei den Seemouffons zeigt sich die der europäischen entgegengesetzte Richtung entschieden (*Dove, Pogg. Ann. Bd. 13.*), und spricht für die Annahme, daß über dem asiatischen Continente ein nordöstlicher, zu beiden Seiten aber der südwestliche Strom herrschend sey.

Die Wirbel, welche durch den Kampf der sich gegenseitig verdrängenden Hauptströme entstehen, können nur selten an einem Orte vollständig beobachtet werden, weil diese Wirbel selbst eine fortschreitende Bewegung haben; durch die Aufeinanderfolge neuer Wirbel wird aber ein Zurückspringen des Windes erzeugt, und zwar um so häufiger, je größer die fortschreitende Geschwindigkeit der Wirbel ist. Da nun die Intensität des südwestlichen Stromes größer ist als die des nordöstlichen, so wird das Zurückspringen des Windes auch häufiger auf der Westseite der Windrose stattfinden als auf der Ostseite.

Gegen diese Erklärung des Gesetzes der Winddrehung hat *Shouw* (*Pogg. Ann. Bd. 14*) eingewendet, daß die Existenz eines vorherrschenden Nordoststromes auf den großen Continenten durchaus nicht erwiesen sey. In Petersburg ist *NW* die herrschende Windrichtung, und nach *Georges* Reise sind auch im östlichen Sibirien *W* und *N* die herrschenden Winde. In Nordamerika ist die westliche Richtung der Winde ebenfalls überwiegend. Ferner macht *Shouw* darauf aufmerksam, daß nach *Dove's* Erklärung auch an den Ostküsten von Nordamerika der Wind sich in einer Richtung drehen müsse, welche der in Europa gewöhnlichen gerade entgegengesetzt ist.

Dove hat später das Gesetz der Winddrehung auf folgende Weise erklärt (*Pogg. Ann. Bd. 36.*):

Wird die Luft durch irgend eine Ursache von den Polen nach dem Aequator getrieben, so kommt sie von Orten, deren Rotationsgeschwindigkeit geringer ist, an andere Orte, welche eine größere Rotationsgeschwindigkeit besitzen; ihre Bewegung erhält dadurch eine östliche Richtung, wie wir schon beim Passatwinde gesehen haben. Auf der nördlichen Halbkugel gehen deshalb die Winde, welche als Nordwinde entstehen, bei ihrem allmäligen Fortrücken durch *NO* in *O* über. Ist auf diese Weise ein Ostwind entstanden, so wird dieser, wenn die Ursache fortbauert, welche die Luft nach dem Aequator hintreibt, hemmend auf den Polarstrom wirken, die Luft wird die Rotationsge-

schwindigkeit des Ortes annehmen, über welchem sie sich befindet, und wenn nun die Tendenz, nach dem Aequator zu strömen, immer noch fortbauert, so springt der Wind nach Norden zurück, und dieselbe Reihe von Erscheinungen wiederholt sich.

Wenn aber, nachdem die Polarströme eine Zeitlang geherrscht haben und die Windrichtung östlich geworden ist, Aequatorialströme eintreten, so wird der Ostwind durch Südost nach Süd umschlagen. Wenn die Luft von Süden nach Norden fortströmt, so gelangt sie mit der größeren Rotationsgeschwindigkeit derjenigen Parallelkreise, welche dem Aequator näher liegen, an Orte, welche eine geringere Rotationsgeschwindigkeit haben; sie wird also der von Westen nach Osten rotirenden Erdoberfläche mit noch größerer Rotationsgeschwindigkeit gleichsam voraneilen, die südliche Windrichtung wird allmählig südwestlich und dann ganz westlich werden müssen. Bei fortbauern-der Tendenz der Luft, nach dem Pole zu strömen, wird der Wind alsbald wieder nach Süd zurückspringen, gerade so, wie der Ost nach Norden zurückspringt; wenn aber die Aequatorialströmung durch eine Polarströmung verdrängt wird, so schlägt der Westwind durch Nordwest nach Norden um.

Auf der südlichen Halbkugel muß der Wind in entgegengesetzter Richtung umschlagen.

Wo in den Tropen die Passatwinde wehen, giebt es an der Erdoberfläche selbst gar keine vollständige Drehung, die Richtung des Passates wird nur bei seinem Vordringen immer mehr östlich.

In der Region der Moussons findet im Laufe eines ganzen Jahres nur eine einzige Drehung Statt. Man sieht also, daß die Windverhältnisse der Tropen der einfachste Fall des Drehungsgesetzes sind.

506 Barometrische und thermometrische Windrose. Es ist schon mehrfach erwähnt worden, daß die Windrichtung einen wesentlichen Einfluß auf die Höhe der Quecksilbersäule im Barometer hat. Die folgende Tabelle giebt die mittlere Barometerhöhe für jeden der 8 Hauptwinde an mehreren Orten Europa's an.



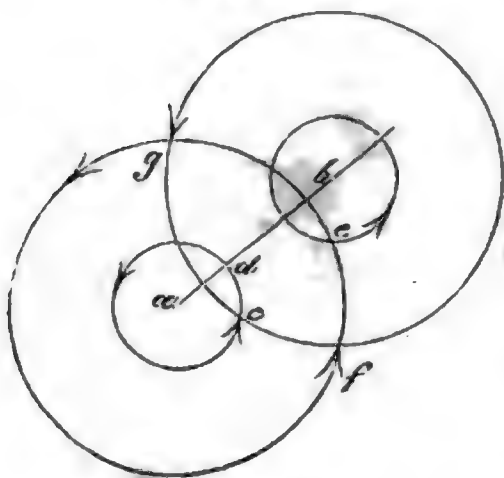


des Luftdruckes fortrückt, vor, während und nach dem Sturme beobachtet, nicht ganz mit dieser Ansicht übereinstimmt. Während des Sturmes am 24. December 1821 ging die Linie des am meisten verminderten Luftdruckes von Brest nach der Südspitze von Norwegen; zu Anfange des Sturmes hätte also von allen Seiten her der Wind nach Brest hin blasen müssen, es hätte also in London zu Anfange des Sturmes ein Nordost-, in Paris ein Ostwind wehen müssen, während den Beobachtungen zufolge der Wind zu Anfange des Sturmes zu London ein Südost, in Paris ein Südwind war. Zu Ende des Sturmes hätte der Wind nach der Südspitze von Norwegen hin wehen, er hätte also in London und Paris ein Südwest seyn müssen, während in der That an beiden Orten der Wind während des Sturmes durch Südwest nach West und Westnordwest umschlug.

Dove hat eine andere Theorie der Stürme aufgestellt, nach welcher sie Wirbelwinde sind, in denen die Luft nach einer bestimmten Richtung rotirt, während diese Wirbel zugleich eine fortschreitende Bewegung haben. Auf der nördlichen Hemisphäre außerhalb der Tropen schreiten die Wirbel in südwestlicher Richtung voran, die Rotationsrichtung ist aber S O N W. Nach dieser Theorie wäre bei dem erwähnten Sturme zu Anfange desselben Brest, zu Ende desselben die Südspitze von Norwegen der Mittelpunkt des Wirbels gewesen.

In Fig. 1022 stelle *a b* die Linie vor, nach welcher das Minimum des

Fig. 1022.



Luftdruckes fortschreitet, für den speciellen Fall also, den wir eben betrachtet haben, wäre *a* etwa Brest, *b* die Südspitze von Norwegen. Die um *a* gezogenen Kreise stellen die Wirbel zu Anfang, die um *b* gezogenen aber zu Ende des Sturmes dar. Man sieht, daß nach dieser Theorie in der That südöstlich von der Linie *a b* ein Südost- oder Südwind wehen muß, z. B. in *d* und *e* Südost, in *c* und *f* Süd; zu Ende des Sturmes aber wird an diesen Orten, wie man aus den um *b* gezogenen

Kreisen sieht, der Wind eine westliche Richtung haben; der Wind schlägt also hier von Südost und Süd nach West um. Auf der Nordwestseite der Linie *a b* schlägt der Wind in entgegengesetzter Richtung um, er ist z. B. in *g* zu Anfang des Sturmes ein Ost-, zu Ende des Sturmes ein Nordwind.

Auf der südlichen Halbkugel ist die Rotationsrichtung der Wirbel die entgegengesetzte und außerhalb der Tropen schreiten sie in nordwestlicher Richtung vorwärts.

Innerhalb der Tropen ist auf der nördlichen Halbkugel die Richtung der Stürme eine südöstliche, auf der südlichen eine nordöstliche; sowie aber die Stürme die Gränze des Passates erreichen, biegen sie um, indem sie auf der nördlichen Halbkugel eine südwestliche, auf der südlichen eine nordwestliche Richtung annehmen.

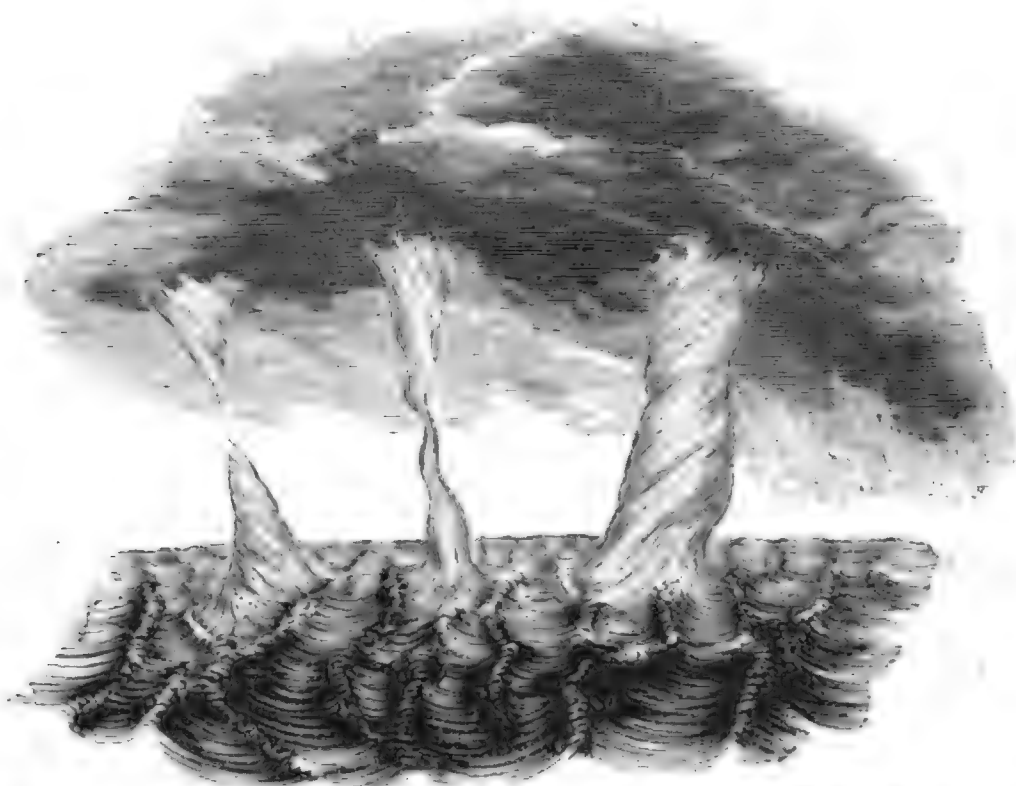
Die wirbelnde Bewegung leitet Dove daraus ab, daß eine durch irgend einen Impuls von dem Aequator nach einem Pole, etwa dem Nordpole, hingetriebene Luftmasse gegen ruhende Luft gleichsam anstößt.

Die Dove'sche Theorie stimmt, wie wir gesehen haben, sehr gut mit der Erscheinung überein, doch läßt sich nicht leugnen, daß sie wenigstens in ihrer jetzigen Form noch Manches im Dunkel läßt. So spricht sie sich über die Ursache dieser großen Aufregung der Atmosphäre gar nicht aus, man sieht auch nicht recht klar ein, in welchem Zusammenhange die Wirbel mit der außerordentlichen Verminderung des Luftdruckes stehen, d. h. man begreift nicht recht wie es kommt, daß, wenn eine Luftmasse durch irgend einen Impuls vom Aequator nach den Polen hin in Bewegung gesetzt wird und gegen eine ruhende Luftmasse stößt, eine so starke Verminderung des Luftdruckes stattfinden kann.

In den Tropen wüthen die Stürme ungleich heftiger als in höheren Breiten; die Zerstörungen der Orkane, welche man in Amerika mit dem Namen der Tornado's bezeichnet, sind wahrhaft fürchterlich. So wurden z. B. durch den Sturm, welcher am 25. Juli Guadeloupe verwüstete, solid gebaute Häuser umgerissen; Kanonen wurden bis zur Brüstung der Batterie, auf welcher sie standen, fortgeschleudert, ein Brett von ungefähr 3 Fuß Länge, 8 Zoll Breite und 10 Linien Dicke wurde mit solcher Geschwindigkeit durch die Luft gejagt, daß es den Stamm eines Palmbaumes, welcher ungefähr 17 Zoll im Durchmesser hatte, durch und durch bohrte.

Oft sieht man bei ruhigem Wetter, wie Sand und Staub durch den Wind in wirbelnder Bewegung fortgeführt werden. Bei herannahenden Gewittern sieht man schon größere Luftwirbel der Art, welche Staub, Blätter, Stroh u. s. w. mit in die Höhe nehmen. Die Tromben sind nichts Anderes als solche Wirbel in größerem Maßstabe; sie werden in der Regel durch den Kampf zweier in den oberen Luftregionen in entgegengesetzter Richtung wehender Winde erzeugt. Sie bilden gewöhnlich einen Doppelkegel; der obere Theil desselben, dessen Spitze herabgesenkt ist, besteht aus einer Wolkenmasse, während der untere Kegel, dessen Spitze nach oben gerichtet ist, aus Wasser besteht, wenn das Meteor auf dem Meere oder über Seen und Flüssen sich bildet, oder aus Sand und sonstigen festen Körpern, wenn die Trombe über das Land herzieht. Solche Tromben sind im Stande, Bäume zu entwurzeln, Häuser abzudecken, Balken mehrere hundert Schritte

weit fortzuschleudern u. s. w. Die Wassertromben sind unter dem Namen
Fig. 1023.



der Wasserhosen bekannt; sie heben das Wasser oft bis zu einer Höhe von vielen hundert Fuß.

Viertes Kapitel.

Von der atmosphärischen Feuchtigkeit.

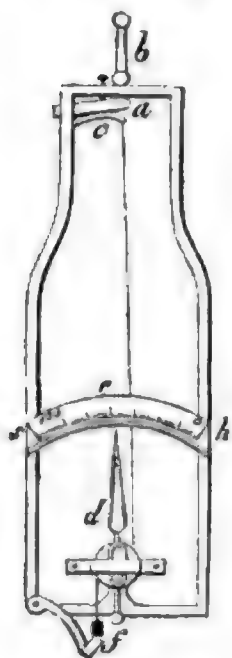
Verbreitung des Wasserdampfes in der Luft. Wenn man an 508 einem heißen Sommertage eine mit Wasser gefüllte Schale ins Freie stellt, so sieht man die Quantität des Wassers rasch abnehmen, es verdunstet, das heißt: es geht in Dampfgestalt über und verbreitet sich in der Luft. Der Wasserdampf ist wie jedes andere farblose durchsichtige Gas für unsere Blicke unsichtbar, das Wasser scheint, indem es verdunstet, gänzlich verschwunden zu seyn.

Das in der Luft verbreitete Wasser wird erst wieder sichtbar, wenn es, in seinen flüssigen Zustand zurückkehrend, Nebel oder Wolken, Thau oder Reif bildet. Wenn man sich von der Existenz des Wasserdampfes in der Luft überzeugen will, muß man ihn auf irgend eine Weise verdichten und ihn also als Wasser sichtbar machen.

Solche Instrumente, welche dazu dienen, die Dichtigkeit des in der Atmosphäre verbreiteten Wasserdampfes zu ermitteln, nennt man Hygrometer.

Es ist bekannt, daß viele Körper die Eigenschaft haben, Wasserdampf zu absorbiren, daß sie hygroskopisch sind. Unter anderen sind auch Haare, Fischbein u. s. w. hygroskopische Körper, und man benutzte sie deshalb früher zur Construction von Hygrometern. Das beste Instrument der Art ist das von Saussure angegebene Haarhygrometer, welches Fig. 1024 abgebildet ist.

Fig. 1024.

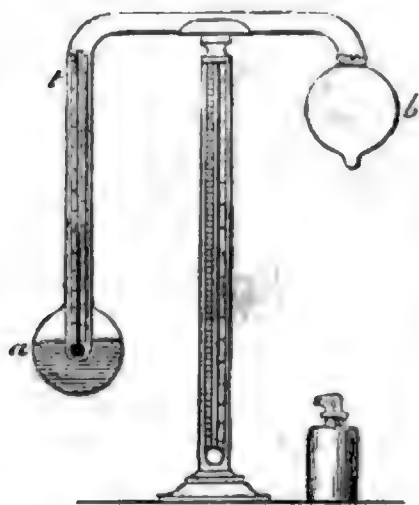


Das Haar ist mit seinem oberen Ende an einem Züngelchen *a* befestigt, das andere Ende aber ist um eine mit zwei Rinnen versehene Rolle geschlungen, während in der anderen Rinne um die Rolle ein Seidenfaden geschlungen ist, an welchem ein kleines Gewicht *f* hängt, durch welches das Haar beständig gespannt erhalten wird. An der Axt der Rolle ist ein Zeiger *d* befestigt, welcher auf dem Gradbogen *s* hin- und hergeht, wenn die Rolle durch die Verlängerung oder Verkürzung des Haares gedreht wird.

Wenn sich das Instrument in feuchter Luft befindet, so absorbirt das Haar viel Wasserdampf und wird dadurch länger, in trockner Luft aber verkürzt es sich, wodurch natürlich der Zeiger bald nach der einen, bald nach der anderen Seite gedreht wird. Da dieses seiner Zeit sehr werthvolle Instrument jetzt durch andere weit brauchbarere und genauere ersetzt ist, so wird es wohl unnöthig seyn, die Art und Weise näher zu beschreiben, wie es graduirt wird und wie man aus seinen Angaben auf den Feuchtigkeitszustand der Luft schließen kann.

509 **Daniel's Hygrometer** ist Fig. 1025 dargestellt; es besteht aus einer

Fig. 1025.



gekrümmten Röhre, welche mit zwei Kugeln endigt; die eine, *a*, ist entweder vergolbet oder mit einer ganz dünnen glänzenden Platinschicht überzogen, die andere ist mit einem Lappchen feiner Leinwand umwickelt. Die Kugel *a* ist zur Hälfte mit Aether gefüllt und enthält ein kleines Thermometer, dessen Theilung in die Röhre *t* hineinragt. Der Apparat ist vollkommen luftleer. Wenn man nun Aether auf die Kugel *b* tröpfelt, so wird sie durch die Verdampfung des Aethers erkaltet, im Innern derselben werden Aetherdämpfe

condensirt und dadurch eine Verdampfung des Aethers in der Kugel *a* bewirkt, indem gewissermaßen der Aether aus der wärmeren Kugel *a* in die kältere *b* überdestillirt. Bei der Dampfbildung in der Kugel *a* wird aber ebenfalls Wärme gebunden und beschlägt sich endlich mit einem zarten Thau.

Die Entstehung dieses Thaues läßt sich leicht erklären. Wir haben schon im ersten Bande gesehen, daß im leeren Raume die Spannkraft des Wasserdampfes für eine bestimmte Temperatur eine gewisse Gränze nicht übersteigen kann, daß das Maximum der Spannkraft mit der Temperatur steigt. Für eine Temperatur von 20° z. B. ist das Maximum der Spannkraft des Wasserdampfes 17,3 Millimeter (Theil I. Seite 270), und die entsprechende Dichtigkeit des Wasserdampfes 0,00001718; in einem luftleeren Raume von 1 Kubikmeter können also bei einer Temperatur von 20° höchstens 17,18 Gramm Wasser in Form von Dampf enthalten seyn.

Wir haben aber ferner gesehen, daß in einem lusterfüllten Raume gerade ebenso viel Wasserdampf enthalten seyn kann, als in einem gleich großen luftleeren Raume, und daß sich in diesem Falle die Spannkraft der Luft und die Spannkraft des in ihr verbreiteten Wasserdampfes summiren. Bei einer Temperatur von 20° können also in einem Kubikmeter Luft ebenfalls 17,18 Gramm Wasser als Dampf enthalten seyn.

Man sagt, die Luft sey mit Wasserdampf gesättigt, wenn der in ihr verbreitete Wasserdampf das ihrer Temperatur entsprechende Maximum der Spannkraft und Dichtigkeit erreicht hat.

Bringt man in eine mit Feuchtigkeit gesättigte Luft einen kälteren Körper, so wird dieser die nächsten Luftschichten erkalten, ein Theil des in ihnen enthaltenen Wasserdampfes wird sich verdichten müssen und setzt sich in Form von feinen Tröpfchen an den kalten Körper an. Auf diese Weise bildet sich der Beschlag an den Fensterscheiben in einem bewohnten erwärmten Zimmer, wenn die Temperatur der äußeren Luft niedrig genug ist, um die Fensterscheiben hinlänglich zu erkalten.

Nicht immer ist die Luft mit Feuchtigkeit gesättigt, d. h. es ist nicht immer in derselben gerade so viel Wasserdampf enthalten, als sie bei ihrer Temperatur aufnehmen könnte. Nehmen wir z. B. an, jedes Kubikmeter Luft enthielte bei einer Temperatur von 20° nur 13,63 Gramm Wasserdampf, so ist sie nicht gesättigt, denn bei dieser Temperatur könnte ja jedes Kubikmeter Luft 17,18 Gramm Wasserdampf enthalten. Aus der angeführten Tabelle auf Seite 270 des ersten Bandes ersieht man aber, daß die Dichtigkeit des gesättigten Wasserdampfes bei 16° gleich 0,00001363 ist, für eine Temperatur von 16° wäre also die Luft gesättigt, man müßte also die Luft bis unter 16° erkalten, wenn eine Verdichtung von Wasserdampf stattfinden sollte.

Die Temperatur, für welche eben die Verdichtung des Wasserdampfes beginnt, die Temperatur also, für welche die Luft gerade mit Wasserdampf gesättigt ist, heißt der **Thaupunkt**.

Der **Thaupunkt** ist es nun, welchen man am Daniel'schen Hygrometer beobachtet; sobald nämlich die Kugel *a* bis zur Temperatur des Thau-

punktes erkaltet ist, fängt diese Kugel an sich zu beschlagen; die Temperatur des Thaupunktes liest man unmittelbar an dem in die Kugel *a* hineinragenden Thermometer ab.

Die folgende Tabelle giebt den Wassergehalt der mit Dampf gesättigten Luft für den Thaupunkt von -20° bis $+40^{\circ}$ an.

Temperatur des Thaupunktes	Entsprechende Spannkraft des Wasserdampfes	Gewicht des Wasserdampfes in 1 Kubikmeter Luft	Temperatur des Thaupunktes	Entsprechende Spannkraft des Wasserdampfes	Gewicht des Wasserdampfes in 1 Kubikmeter Luft
	mm.	gr.		mm.	gr.
-20°	1,3	1,5	19°	16,3	16,2
-15	1,9	2,1	20	17,3	17,1
-10	2,6	2,9	21	18,3	18,1
-5	3,7	4,0	22	19,4	19,1
0	5,0	5,4	23	20,6	20,2
1	5,4	5,7	24	21,8	21,3
2	5,7	6,1	25	23,1	22,5
3	6,1	6,5	26	24,4	23,8
4	6,5	6,9	27	25,9	25,1
5	6,9	7,3	28	27,4	26,4
6	7,4	7,7	29	29,0	27,9
7	7,9	8,2	30	30,6	29,4
8	8,4	8,7	31	32,4	31,0
9	8,9	9,2	32	34,3	32,6
10	9,5	9,7	33	36,2	34,3
11	10,1	10,3	34	38,3	36,2
12	10,7	10,9	35	40,4	38,1
13	11,4	11,6	36	42,7	40,2
14	12,1	12,2	37	45,0	42,2
15	12,8	13,0	38	47,6	44,4
16	13,6	13,7	39	50,1	46,7
17	14,5	14,5	40	53,0	49,2
18	15,4	15,3	„	„	„

Wenn uns das Hygrometer für den Thaupunkt 12° an giebt, so ersehen wir aus dieser Tabelle, daß jedes Kubikmeter Luft 10,7 Gramm Wasserdampf enthält; wäre der Thaupunkt 17° , so enthielte jedes Kubikmeter Luft 14,5 Gramm Wasserdampf u. s. w.

August's Psychrometer ist Fig. 1026 dargestellt; es besteht aus 510

Fig. 1026.



zwei an einem und demselben Gestelle befestigten Thermometern; die Kugel des einen ist mit einem feinen Leinwandläppchen umgeben, während die Kugel des anderen frei bleibt; wenn man die Hülle der einen Thermometerkugel mit Wasser befeuchtet, so wird das Wasser verdunsten, und zwar wird die Verdunstung um so rascher vor sich gehen, je weiter die Luft von ihrem Sättigungspunkte entfernt ist. Die Verdunstung des Wassers ist aber von einer Wärmebindung begleitet, in Folge deren das umwickelte Thermometer sinkt. Wenn die Luft vollkommen mit Feuchtigkeit gesättigt ist, so wird kein Wasser verdampfen können, die beiden Thermometer stehen alsdann gleich hoch; ist aber die Luft nicht mit Wasserdampf gesättigt, so wird das umwickelte Thermometer sinken, und zwar um so tiefer, je weiter die Luft von ihrem Sättigungspunkte entfernt ist. Aus der Temperaturdifferenz der beiden Thermometer kann man auf den Feuchtigkeitszustand der Luft schließen.

Wenn ein hinreichend starker Luftzug stattfindet, so wird sich die an der nassen Thermometerkugel vorbeistreichende Luft mit Wasserdampf sättigen, sie wird aber einen Theil ihrer Wärme zur Dampfbildung abgeben; das nasse Thermometer zeigt die Temperatur an, bis zu welcher die Luft an dieser Kugel erkaltet und für welche sie sich mit Wasserdampf sättigt. Nehmen wir an, das nasse Thermometer zeige 16° , so sehen wir daraus, daß die Luft, welche an der umwickelten Kugel vorbeistreicht, auf 16° erkaltet wird, und daß sie dieselbe für diese Temperatur gesättigt verläßt. Wäre die ganze Luftmasse für die Temperatur von 16° mit Wasserdampf gesättigt, so würde jedes Kubikmeter Luft 13,7 Gramm Wasserdampf enthalten; so viel Wasserdampf enthält sie aber in der That nicht, denn sie nimmt ja an der nassen Kugel, bis zu 16° erkaltend, noch Wasserdampf auf; der Feuchtigkeitszustand der Atmosphäre ist also von der Art, daß jedes Kubikmeter Luft weniger als 13,7 Gramm Wasserdampf enthält.

Die Menge des Wasserdampfes, welche die Luft aufnimmt, indem sie an der nassen Kugel vorbeistreicht, hängt von der Wärmequantität ab, welche sie zur Dampfbildung abgibt; diese Wärmequantität ist aber um so bedeutender, je stärker sie erkaltet wird, sie ist der Temperaturdifferenz der beiden Thermometer proportional, und auch die Menge des Wasserdampfes, welchen die Luft aufnimmt, wenn sie am nassen Thermometer vorbeistreicht, können wir ohne merklichen Fehler dieser Temperaturdifferenz proportional setzen. Bezeichnen wir diese Temperaturdifferenz mit d , so können wir die

Quantität des Wasserdampfes, welchen ein Kubikmeter Luft aufnimmt, welches nach und nach an der nassen Kugel vorbeistreicht, mit $c d$ bezeichnen.

Bezeichnen wir ferner mit M das Maximum des Wasserdampfes, welchen 1 Kubikmeter Luft bei der Temperatur des nassen Thermometers enthalten kann, die Quantität des Wasserdampfes also, welchen die Luft wirklich enthält, welche am nassen Thermometer vorbeigestrichen ist, so besteht diese Quantität M aus zwei Theilen, der Quantität $c d$ nämlich, welche sie an der Kugel aufgenommen hat, und der Quantität X , welche sie schon enthielt, es ist also

$$M = X + c d$$

oder

$$X = M - c d.$$

In dieser Formel bezeichnet, wie erwähnt, X den Wassergehalt der Luft, d die Temperaturdifferenz der beiden Thermometer, M den Wassergehalt der Luft, wenn sie für die Temperatur des nassen Thermometers gesättigt wäre, und c einen constanten Factor, welcher durch Versuche ermittelt werden muß.

Durch vergleichende Versuche mit dem Psychrometer und dem Daniel'schen Hygrometer ergibt sich

$$c = 0,65.$$

Um nicht für jede Beobachtung erst den Wassergehalt der Luft berechnen zu müssen, hat man Tabellen berechnet, in welchen man, wie in der folgenden, für jede Lufttemperatur und jede beobachtete Differenz der beiden Thermometer den Wassergehalt der Luft gleich auffuchen kann.

Temperatur der Luft	Differenz des trockenen und befeuchteten Thermometers												
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
— 20	1.5	0.8	0.1										
— 19	1.6	0.9	0.2										
— 18	1.8	1.0	0.3										
— 17	1.9	1.1	0.4										
— 16	2.0	1.2	0.5										
— 15	2.1	1.4	0.6										
— 14	2.3	1.5	0.8										
— 13	2.4	1.6	0.9	0.1									
— 12	2.6	1.8	1.0	0.3									
— 11	2.7	2.0	1.2	0.4									
— 10	2.9	2.1	1.3	0.6									
— 9	3.1	2.3	1.5	0.7									
— 8	3.3	2.5	1.7	0.9	0.1								
— 7	3.5	2.7	1.9	1.1	0.3								
— 6	3.7	2.9	2.1	1.3	0.5								
— 5	4.0	3.1	2.3	1.5	0.7								
— 4	4.2	3.4	2.5	1.7	0.9	0.1							
— 3	4.5	3.6	2.8	1.9	1.1	0.3							
— 2	4.8	3.9	3.0	2.2	1.4	0.5							
— 1	5.1	4.2	3.3	2.4	1.6	0.8							
0	5.4	4.5	3.6	2.7	1.9	1.0	0.2						
+ 1	5.7	4.7	3.8	2.9	2.1	1.2	0.4						
+ 2	6.1	5.1	4.1	3.2	2.3	1.4	0.5						
+ 3	6.5	5.4	4.4	3.4	2.5	1.6	0.7						
+ 4	6.9	5.8	4.8	3.7	2.7	1.8	1.0						
+ 5	7.3	6.2	5.1	4.1	3.1	2.1	1.2	0.3					
+ 6	7.7	6.6	5.5	4.5	3.4	2.4	1.4	0.5					
+ 7	8.2	7.0	5.9	4.9	3.8	2.8	1.8	0.8					
+ 8	8.7	7.5	6.4	5.3	4.2	3.2	2.1	1.1	0.2				
+ 9	9.2	8.0	6.9	5.7	4.6	3.6	2.5	1.5	0.5				
+ 10	9.7	8.5	7.3	6.2	5.1	4.0	2.9	1.9	0.9				
+ 11	10.3	9.1	7.9	6.7	5.6	4.4	3.3	2.3	1.2	0.2			
+ 12	10.9	9.7	8.4	7.2	6.0	4.9	3.8	2.7	1.7	0.6			
+ 13	11.6	10.3	9.0	7.8	6.6	5.4	4.3	3.1	2.1	1.0			
+ 14	12.2	10.9	9.6	8.3	7.1	5.9	4.8	3.6	2.5	1.4	0.4		
+ 15	13.0	11.6	10.3	9.0	7.7	6.5	5.3	4.1	3.0	1.9	0.8		
+ 16	13.7	12.3	10.9	9.6	8.3	7.0	5.8	4.6	3.5	2.4	1.3	0.2	
+ 17	14.5	13.1	11.6	10.3	9.0	7.7	6.4	5.2	4.0	2.9	1.7	0.7	
+ 18	15.3	13.8	12.4	11.0	9.6	8.3	7.0	5.8	4.6	3.4	2.2	1.1	
+ 19	16.2	14.7	13.2	11.7	10.3	9.0	7.7	6.4	5.1	3.9	2.8	1.6	
+ 20	17.1	15.5	14.0	12.5	11.1	9.7	8.3	7.0	5.8	4.5	3.3	2.2	
+ 21	18.1	16.5	14.9	13.4	11.9	10.5	9.1	7.7	6.4	5.1	3.9	2.7	
+ 22	19.1	17.4	15.8	14.2	12.7	11.2	9.8	8.4	7.1	5.8	4.5	3.3	
+ 23	20.2	18.5	16.8	15.2	13.6	12.1	10.6	9.2	7.8	6.4	5.2	3.9	2.5
+ 24	21.3	19.5	17.8	16.1	14.5	12.9	11.4	10.0	8.5	7.2	5.8	4.5	3.1
+ 25	22.5	20.6	18.9	17.1	15.5	13.8	12.3	10.8	9.3	7.9	6.5	5.2	3.9
+ 26	23.8	21.8	20.0	18.2	16.5	14.8	13.2	11.6	10.1	8.7	7.3	5.9	4.6
+ 27	25.1	23.1	21.2	19.3	17.5	15.8	14.2	12.6	11.0	9.5	8.1	6.7	5.3
+ 28	26.4	24.4	22.4	20.5	18.7	16.9	15.2	13.5	11.9	10.4	8.9	7.5	6.1
+ 29	27.9	25.8	23.7	21.7	19.8	18.0	16.3	14.6	12.9	11.3	9.8	8.3	6.8
+ 30	29.4	27.2	25.1	23.0	21.1	19.2	17.4	15.6	13.9	12.3	10.7	9.1	7.7
+ 31	31.0	28.7	26.5	24.4	22.4	20.4	18.5	16.7	15.0	13.3	11.6	10.1	8.5
+ 32	32.6	30.3	28.0	25.8	23.8	21.7	19.8	17.9	16.1	14.3	12.7	11.0	9.4
+ 33	34.4	31.9	29.6	27.3	25.2	23.1	21.1	19.1	17.3	15.4	13.7	12.0	10.4
+ 34	36.2	33.7	31.2	28.9	26.7	24.5	22.4	20.4	18.5	16.6	14.8	13.1	11.4
+ 35	38.1	35.5	33.0	30.6	28.2	26.0	23.8	21.8	19.8	17.8	16.0	14.2	12.5

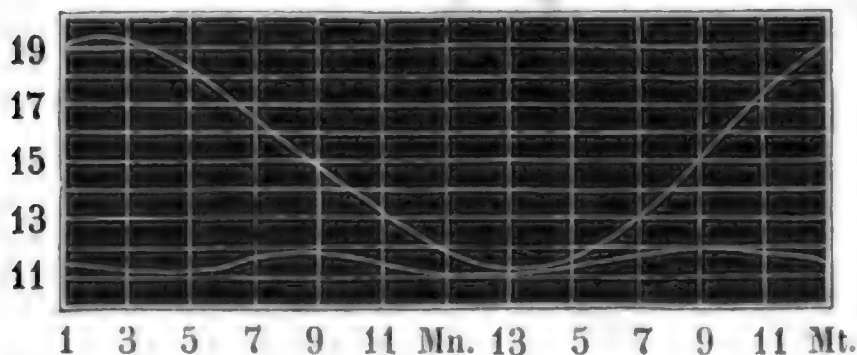
Man findet in dieser Tabelle den Wassergehalt eines Kubikmeters Luft, in Grammen ausgedrückt, für die jedesmalige Lufttemperatur und die gleichzeitig beobachtete Differenz der beiden Thermometer, wenn man in der Horizontalreihe, deren äußerste Ziffer links die Lufttemperatur angiebt, bis zu der Verticalreihe herübergeht, welche mit der beobachteten Differenz der beiden Thermometer überschrieben ist. So findet man z. B. für eine Lufttemperatur von 20° , wenn das nasse Thermometer auf 16° steht, wenn also die Temperaturdifferenz der beiden Thermometer 4° ist, den Wassergehalt der Luft gleich 11,1, d. h. in diesem Falle enthält jedes Kubikcentimeter Luft 11,1 Gramm Wasserdampf.

511 Tägliche Variationen im Wassergehalte der Luft. Da bei hoher Temperatur mehr Wasserdampf in der Luft verbreitet seyn kann, da mit steigender Wärme das Wasser an der Oberfläche der Gewässer und vom feuchten Boden mehr und mehr verdunstet, so läßt sich wohl erwarten, daß der Wassergehalt der Luft im Laufe eines Tages ab- und zunehmen wird. Die Geseze der täglichen Variationen des Wassergehaltes der Atmosphäre sind besonders durch lange Versuchssreihen von *Neuber* in Apenrade, von *Kupffer* in Petersburg und von *Kämig* in Halle und auf den Alpen ermittelt worden.

Die folgende Tabelle giebt die mittlere Spannkraft für die einzelnen Stunden in den Monaten Januar, April, Juli und October an.

Stunden	Januar	April	Juli	October
Mittag	4,29	6,15	11,62	8,27
1	4,32	6,05	11,42	8,29
2	4,34	6,08	11,32	8,23
3	4,33	6,09	11,22	8,15
4	4,28	6,09	11,18	8,10
5	4,25	6,09	11,25	8,06
6	4,24	6,12	11,36	8,10
7	4,22	6,15	11,68	8,07
8	4,20	6,13	11,76	7,96
9	4,18	6,10	11,75	7,88
10	4,15	6,05	11,67	7,80
11	4,14	6,03	11,52	7,72
Mitternacht	4,11	6,02	11,33	7,66
1	4,09	5,99	11,15	7,59
2	4,09	5,93	11,05	7,52
3	4,08	5,88	11,07	7,43
4	4,08	5,84	11,21	7,36
5	4,07	5,87	11,44	7,34
6	4,06	5,96	11,68	7,44
7	4,06	6,08	11,96	7,49
8	4,05	6,25	12,11	7,75
9	4,07	6,34	12,05	8,06
10	4,12	6,35	11,89	8,23
11	4,21	6,28	11,72	8,28
Mittel	4,17	6,08	11,52	7,87

Nach dieser Tabelle sind die Variationen des Wassergehaltes der Luft während eines Tages für den Monat Juli in Fig. 1027 graphisch, und Fig. 1027.



zwar in der unteren Kurve, dargestellt. Die Abscissen sind der Zeit, die Ordinaten der Spannkraft des Wasserdampfes proportional aufgetragen. Man sieht, daß der Wassergehalt der Luft zwei Maxima, gegen 9 Uhr Abends und gegen 9 Uhr Morgens, und zwei Minima, um 4 Uhr Nachmittags und kurz vor Sonnenaufgang, hat.

Wenn mit Sonnenaufgang die Temperatur steigt, vermehrt sich auch die Menge des Wasserdampfes in der Luft, jedoch dauert dies nur bis 9 Uhr, wo ein durch die starke Erwärmung des Bodens veranlaßter aufwärtssteigender Luftstrom die Dämpfe mit in die Höhe nimmt, so daß der Wassergehalt der unteren Luftschichten geringer wird, obgleich bei immer zunehmenden Wärme die Bildung der Dämpfe fortbauert; diese Abnahme dauert bis gegen 4 Uhr; nun nimmt der Wassergehalt der unteren Luftschichten wieder zu, weil nun die nach oben gerichtete Luftströmung aufhört, den sich bildenden Wasserdampf wegzuführen; jedoch dauert diese Zunahme nur bis gegen 9 Uhr Abends, weil nun die immer mehr sinkende Temperatur der Luft der ferneren Dampfbildung eine Grenze setzt.

Im Winter, wo die Wirkung der Sonne weniger intensiv ist, verhält sich die Sache anders; im Januar beobachtet man nur ein Maximum des Wassergehaltes der Luft um 2 Uhr Nachmittags und ein Minimum zur Zeit des Sonnenaufgangs.

Die obere Kurve der vorigen Figur zeigt uns das Maximum der Spannkraft, welches der Wasserdampf bei der jeder Stunde des Monats Juli entsprechenden mittleren Temperatur erreichen könnte. Da die beiden Kurven für die Zeit des Sonnenaufgangs sich einander sehr nähern, so ist also um diese Zeit die Luft sehr nahe mit Feuchtigkeit gesättigt. Mit steigender Temperatur nimmt nun zwar anfangs die absolute Menge des Wasserdampfes in der Luft zu, doch nicht im Verhältniß der Temperaturzunahme, der Wassergehalt der Luft entfernt sich immer mehr von dem ihrer Temperatur entsprechenden Sättigungspunkte oder auch, mit anderen Worten, die Differenz

zwischen der Temperatur der Luft und dem Thaupunkte wird immer größer.

Wir sagen „die Luft ist trocken“, wenn das Wasser rasch verdunstet und wenn befeuchtete Gegenstände durch dieses rasche Verdunsten schnell trocken werden; dagegen sagen wir „die Luft ist feucht“, wenn befeuchtete Gegenstände an der Luft nur langsam oder gar nicht trocknen, wenn die geringste Temperaturerniedrigung feuchte Niederschläge bewirkt, und wenn etwas kältere Gegenstände sich mit Feuchtigkeit überziehen. Wir nennen also die Luft trocken, wenn sie weit von ihrem Sättigungspunkte entfernt ist, feucht dagegen, wenn der Thaupunkt der Temperatur der Luft sehr nahe liegt; mit diesem Urtheile über die Trockenheit oder Feuchtigkeit der Luft verbinden wir also durchaus kein Urtheil über den absoluten Wassergehalt der Luft. Wenn an einem heißen Sommertage bei einer Temperatur von 25° C. jedes Kubikmeter Luft 13 Gramm Wasserdampf enthält, so sagen wir, die Luft sey sehr trocken; denn bei dieser Temperatur könnte jedes Kubikmeter Luft 22,5 Gramm Wasserdampf enthalten (siehe die Tabelle Seite 538), oder die Luft müßte bis auf 15° erkaltet werden, um bei unverändertem Wassergehalte gesättigt zu seyn. Wenn sie dagegen im Winter bei einer Temperatur von $+ 2^{\circ}$ nur 6 Gramm Wasserdampf enthält, so ist die Luft sehr feucht, weil die Luft für die herrschende Temperatur beinahe vollständig mit Wasserdampf gesättigt ist und die geringste Temperaturerniedrigung schon einen Niederschlag zur Folge hat.

In diesem Sinne können wir also sagen, daß zur Zeit des Sonnenaufgangs die Luft am feuchtesten ist, obgleich der absolute Wassergehalt geringer ist als zu jeder anderen Tageszeit. Gegen drei Uhr Nachmittags ist im Sommer die Luft am trockensten.

Die Zeit der beiden Maxima und der beiden Minima des Wassergehaltes der Luft fällt nahe mit den Wendestunden der täglichen Periode des Barometers zusammen, so daß man offenbar sieht, wie diese Perioden durch die Variationen des Wassergehaltes der Luft bedingt sind.

Auf hohen Bergen befolgen die Veränderungen im Dampfgehalte der Luft ein anderes Gesetz, weil der aufsteigende Luftstrom die Wasserdämpfe aus der Tiefe in die Höhe führt. Die unterste der beiden ausgezogenen Kurven Fig. 1028 stellt nach den Beobachtungen von Rämß die Veränderungen dar, welche die Spannkraft des atmosphärischen Wasserdampfes im Laufe eines Tages auf dem Rigi erleidet, während die untere der beiden punktirten Kurven die entsprechenden gleichzeitigen Veränderungen für Zürich darstellt. Zuerst sieht man bei der Betrachtung dieser Kurven, daß in Zürich der Wassergehalt der Luft während 24 Stunden 2 Maxima und 2 Minima hat, während in der Höhe, wie bei den täglichen Variationen des Barometerstandes, nur 1 Maximum und nur 1 Minimum stattfindet;

512 **Jährliche Variationen des Wassergehaltes der Luft.** Die folgende Tabelle giebt den mittleren Wassergehalt der Luft für die einzelnen Monate des Jahres zu Halle.

Monate	Spannkraft des Wasserdampfes	Relative Feuchtigkeit
Januar . .	4,509 ^{mm}	85,0
Februar . .	4,749	79,9
März . . .	5,107	76,4
April . . .	6,247	71,4
Mai . . .	7,836	69,1
Juni . . .	10,843	69,7
Juli	11,626	66,5
August . .	10,701	66,1
September	9,560	72,8
October . .	7,868	78,9
November .	5,644	85,3
December .	5,599	86,2

Der absolute Wassergehalt der Luft ist wie die mittlere Lufttemperatur im Januar ein Minimum, er nimmt bis zum Juli zu, wo er sein Maximum erreicht, dann aber nimmt er wieder ab bis zum Ende des Jahres.

Die letzte Columne dieser Tabelle unter der Ueberschrift »Relative Feuchtigkeit« giebt an, wieviel der in der Luft enthaltene Wasserdampf beträgt, wenn man die Quantität des Wasserdampfes, welche sich in der Luft befinden würde, wenn sie gesättigt wäre, mit 100 bezeichnet. Im December ist also im Durchschnitte die Luft am feuchtesten, d. h. sie ist ihrem Sättigungspunkte am nächsten; im August aber ist die Luft am trockensten, obgleich ihr absoluter Wassergehalt in diesem Monate sehr groß ist, weil sie sehr weit von ihrem Sättigungspunkte entfernt ist. Im August ist der Wassergehalt der Luft im Durchschnitt nur 61 Procent von der Quantität Wasserdampf, welche in der Luft enthalten seyn müßte, wenn sie bei der mittleren Temperatur dieses Monats gesättigt seyn sollte. In diesem Sinne sind also November, December, Januar und Februar die feuchtesten, Mai, Juni, Juli und August die trockensten Monate des Jahres.

513 **Feuchtigkeit der Luft in verschiedenen Gegenden.** Die Bildung des Wasserdampfes ist vorzugsweise von zwei Bedingungen abhängig, nämlich von der Temperatur und von der Gegenwart von Wasser. Bei einem unbegrenzten Wasservorrath werden sich um so mehr Wasserdämpfe bilden, je höher die Temperatur ist; bei gleicher Temperatur aber werden sich in

wasserreichen Gegenden mehr Dämpfe bilden können als in wasserarmen. Daraus folgt nun, daß der absolute Wassergehalt der Luft unter sonst gleichen Umständen von dem Aequator nach den Polen hin abnehmen muß und daß sie im Innern der großen Continente trockner, d. h. weiter von ihrem Sättigungspunkte entfernt ist als auf dem Meere und an den Meeresküsten. Wie sehr die Trockenheit der Luft mit der Entfernung vom Meere zunimmt, beweist schon die Heiterkeit des Himmels der Binnenländer. Die Hygrometerbeobachtungen, welche Humboldt und G. Rose in verschiedenen Gegenden von Sibirien gemacht haben, beweisen ebenfalls die außerordentliche Trockenheit der Atmosphäre in jenen Gegenden. In der Steppe von Platowskaya fanden sie, daß bei einer Temperatur von $23,7^{\circ}$ die Differenz der beiden Thermometer des Psychrometers $11,7^{\circ}$ betrug, während sie bei dem gewöhnlichen Zustande der Atmosphäre nur 5 bis 6° beträgt. Nehmen wir an, die Differenz der Thermometer hätte bei einer Temperatur von 24° nur 11° betragen, so würde nach der Tabelle auf Seite 541 jedes Kubikmeter Luft 4,5 Gramm Wasserdampf enthalten, eine Quantität, mit welcher die Luft erst bei -3° gesättigt ist; da aber die Temperaturdifferenz noch bedeutend größer war, als wir eben näherungsweise angenommen hatten, so war der Wassergehalt der Luft noch geringer, der Thaupunkt also noch unter -3° , die Luft hätte also um mehr als 27° erkaltet werden können, ohne daß ein Niederschlag von Feuchtigkeit erfolgt wäre.

Der Thau. Es ist oben, auf Seite 537, erklärt worden, wie der feine Thau auf der glänzenden Kugel des Daniell'schen Hygrometers entsteht, wenn diese Kugel erkaltet wird. Ebenso erklärt sich die Thaubildung im Großen.

Wenn im Sommer nach Sonnenuntergang der Himmel heiter und die Luft ruhig bleibt, so werden die verschiedenen Gegenstände auf der Erdoberfläche durch die nächtliche Strahlung gegen den Himmelsraum mehr und mehr erkalten, ihre Temperatur sinkt um 2, 3, ja manchmal um 7 bis 8° unter die Temperatur der Luft herab, die kalten Körper erniedrigen auch die Temperatur der sie zunächst umgebenden Luftschichten, und wenn diese bis zum Thaupunkte erkaltet sind, so wird sich ein Theil des in ihnen enthaltenen Wasserdampfes in Form von feinen Tröpfchen an die kalten Körper ansetzen.

Da nicht alle Körper gleiches Wärmestrahlungsvermögen haben, so erkalten auch einige stärker als andere, und so kommt es, daß manche Körper stark mit Thau überzogen sind, während andere fast ganz trocken bleiben. Gras und Blätter erkalten besonders stark durch die nächtliche Strahlung, theils weil sie ein sehr starkes Strahlungsvermögen besitzen, theils aber auch weil sie frei in die Luft hineinragen, so daß vom Boden aus nur wenig Wärme zugeleitet werden kann; man findet sie deshalb stärker bethaut als Steine und den nackten Boden.

Eine Wolkendecke, welche den Himmel überzieht, hindert die Thaubil-

dung, weil sie die nächtliche Strahlung hindert. Auch wenn ein nur etwas lebhafter Wind weht, thaut es nicht, weil er beständig von Neuem warme Luft mit den festen Körpern in Berührung bringt, wodurch diesen fortwährend Wärme zugeführt wird und die Luft an ihnen vorbeistreicht, ehe sie bis zum Thaupunkte erkaltet werden kann.

Der Reif ist nichts Anderes als ein gefrorener Thau. Wenn der Körper, an welchem sich der condensirte Wasserdampf absetzt, unter 0° erkaltet ist, so kann er sich nicht mehr in flüssiger Gestalt, sondern in Form von Eispnadeln absetzen.

515 Nebel und Wolken. Wenn die Wasserdämpfe, aus einem Topf mit kochendem Wasser aufsteigend, sich in der kälteren Luft verbreiten, so werden sie alsbald verdichtet, es entsteht der Schwaden, welcher aus einer Menge kleiner hohler Wasserbläschen besteht, die in der Luft schweben. Man nennt diese Schwaden auch öfters Dampf, doch ist es kein eigentlicher Dampf mehr, wenigstens kein Dampf im physikalischen Sinne des Wortes, denn es ist ja ein verdichteter Dampf.

Wenn die Verdichtung der Wasserdämpfe nicht durch Berührung mit kalten festen Körpern, sondern mitten in der Luft vor sich geht, so entstehen Nebel, welche im Großen dasselbe sind wie der Schwaden, den wir über kochendem Wasser sehen.

Die Nebel entstehen gewöhnlich, wenn das Wasser der Seen und Flüsse oder der feuchte Boden wärmer sind als die schon mit Feuchtigkeit gesättigte Luft. Die Dämpfe, welche in Folge der höheren Temperatur des Wassers oder des feuchten Bodens gebildet werden, verdichten sich alsbald wieder, wenn sie sich in der kälteren schon mit Wasserdämpfen gesättigten Luft verbreiten. Bei gleicher Temperaturdifferenz des Wassers und der Luft bilden sich keine Nebel, wenn die Luft trocken ist, so daß sich alle die Wasserdämpfe, welche vom Boden aufsteigen, in ihr verbreiten können, ohne sie zu sättigen.

Nach dem, was so eben über die Bildung des Nebels gesagt wurde, erklärt sich leicht, daß sich die Nebel vorzugsweise im Herbst über Flüssen und Seen und über feuchten Wiesen bilden. In England sind die Nebel besonders häufig, weil es von einem warmen Meere umspült ist; ebenso sind die warmen Gewässer des Golfstromes, welcher bis nach Newfoundland hinaufströmt, die Ursache der dort so häufigen dichten Nebel.

Manchmal beobachtet man Nebel unter scheinbar ganz verschiedenen Umständen; so sieht man dichte Nebel über den Flüssen, während die Luft wärmer ist als das Wasser oder das Eis. In diesem Falle ist die warme Luft mit Feuchtigkeit gesättigt, und wenn sie sich mit den Luftschichten mischt, welche durch die Berührung mit dem kalten Wasser oder dem Eise schon

eine niedrigere Temperatur erlangt haben, so muß nothwendig eine Condensation des Wasserdampfes erfolgen.

Auf dieselbe Weise entstehen auch im Sommer nach Gewitterregen die Nebel über Flüssen und Seen. Die Luft ist wärmer als die Oberfläche des Wassers, aber sie ist mit Feuchtigkeit gesättigt, und sobald sie sich an Orte verbreitet, an welchen die Frische des Wassers fühlbar ist, wird durch die Erkaltung der Wasserdampf verdichtet.

Der Nebel bildet sich jedoch nicht allein über Flüssen und Seen, sondern auch mitten im Lande, sobald durch Luftströmungen wärmere feuchte Luftmassen mit kälteren gemischt und ihre Temperatur unter den Thaupunkt erniedrigt wird.

Die Wolken sind nichts Anderes als Nebel, welche in den höheren Luftregionen schweben, so wie denn Nebel nichts sind als Wolken, welche auf dem Boden aufliegen. Oft sieht man die Gipfel der Berge in Wolken eingehüllt, während die Wanderer auf diesen Bergspitzen sich mitten im Nebel befinden.

Auf den ersten Anblick scheint es unbegreiflich, wie die Wolken in der Luft schweben können, da sie doch aus Bläschen bestehen, welche offenbar schwerer sind als die umgebende Luft. Da das Gewicht dieser kleinen Wasserbläschen im Vergleich zu ihrer Oberfläche sehr gering ist, so muß die Luft ihrem Fall einen bedeutenden Widerstand entgegensetzen; sie können sich jedenfalls nur sehr langsam herabsenken, wie ja auch eine Seifenblase, welche überhaupt mit unseren Dunstbläschen eine große Aehnlichkeit hat, in ruhiger Luft nur langsam fällt. Demnach müssen aber doch die Dunstbläschen, wenn auch noch so langsam, sinken, und man sollte demnach meinen, daß bei ruhigem Wetter sich die Wolken doch endlich bis auf den Boden herabsenken müßten.

Die bei ruhigem Wetter allerdings herabsinkenden Dunstbläschen können aber den Boden nicht erreichen, weil sie bald in wärmere nicht mit Dämpfen gesättigte Luftschichten gelangen, in welchen sie sich wieder in Dampf auflösen und dem Blicke verschwinden; während sich aber unten die Dunstbläschen auflösen, werden an der oberen Gränze neue gebildet, und so scheint die Wolke unbeweglich in der Luft zu schweben.

Wir haben eben die Dunstbläschen in ganz ruhiger Luft betrachtet, in bewegter Luft werden sie der Richtung der Luftströmungen folgen müssen; ein Wind, welcher sich in horizontaler Richtung fortbewegt, wird die Wolken auch in horizontaler Richtung fortführen, und ein aufsteigender Luftstrom wird sie mit in die Höhe nehmen, sobald seine Geschwindigkeit größer ist als die Geschwindigkeit, mit welcher die Dampfbläschen in ruhiger Luft herabfallen würden. Sehen wir ja doch auch, wie die Seifenblasen durch den Wind fortgeführt und über Häuser hinweggetragen werden. So erklärt

unserer Figur unter dem cumulus), welche vorzugsweise bei Sonnenuntergang mit außerordentlicher Farbenpracht erscheinen.

Diese Grundformen gehen auf mannigfaltige Weise in einander über; Howard hat diese Uebergangsformen durch die Namen cirro-cumulus, cirro-stratus, cumulo-stratus und nimbus bezeichnet.

Die fedrige Haufenwolke, cirro-cumulus, ist der Uebergang der Federwolke zur Haufenwolke, es sind die kleinen, weißen, runden Wölkchen, welche unter dem Namen Schäfchen allgemein bekannt sind.

Wenn die Federwolken nicht einzeln zerstreut, sondern zu Streifen von bedeutender Ausdehnung verbunden sind, so bilden sie die fedrige Schichtwolke, cirro-stratus, welche, wenn sie nahe am Horizonte stehen, den Anblick ausgedehnter Schichten bieten; oft überziehen die cirro-stratus den ganzen Himmel mit einem Schleier.

Wenn die Haufenwolken dichter werden, so gehen sie in die streifige Haufenwolke, cumulo-stratus, über, welche oft den ganzen Horizont mit einem blauschwarzen Farbenton überziehen und endlich in die eigentliche Regenwolke, nimbus (in unserer Figur links), übergehen.

Wenn man bedenkt, wie außerordentlich mannigfaltig an Gestalt sowohl als auch an Farbe die verschiedenen Wolken seyn können, so begreift man wohl, daß es oft schwierig ist zu entscheiden, ob das Ansehen einer Wolke sich mehr dem einen oder dem andern Typus nähert.

Unter allen Wolkenarten sind die Federwolken die höchsten, denn auf hohen Bergen bieten sie noch denselben Anblick wie im Thale. Rams hat zu Halle ihre Höhe annähernd zu 20000 Fuß bestimmt. Es ist höchst wahrscheinlich, daß die cirrus nicht aus Nebelbläschen, sondern aus Schneeflöckchen bestehen.

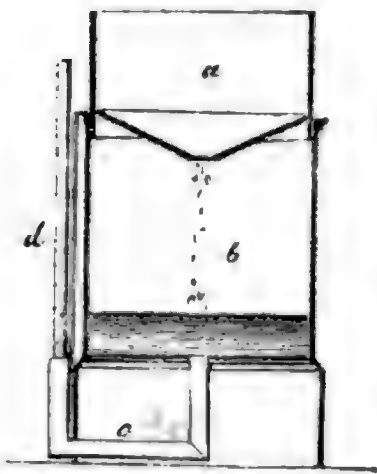
Die Haufwolken bilden sich gewöhnlich, wenn durch den aufsteigenden Luftstrom die Wasserdämpfe in die Höhe geführt und dort, wegen der geringeren Temperatur, verdichtet werden. Daher kommt es, daß sich oft gegen Mittag Wolken bilden, während die Sonne am heiteren Himmel aufgegangen ist, und gegen Abend der Himmel wieder heiter wird, weil die Wolken sich wieder senken, wenn der aufsteigende Strom wieder aufhört; in tieferen, wärmeren Regionen angekommen, lösen sich dann die Wolken wieder auf, wenn die Luft nicht mit Dämpfen gesättigt ist. Wenn aber der Südwestwind mehr und mehr Wasserdämpfe herbeiführt, wenn die Luft mit Dämpfen gesättigt ist, so können die sich senkenden Wolken nicht wieder aufgelöst werden, sie werden dichter und dunkler, während oft hoch über den unteren Wolken eine Schicht von Federwolken schwebt. Die unteren Haufwolken gehen dann mehr und mehr in cumulo-stratus über, und man hat alsdann Regen zu erwarten.

Wenn durch fortwährende Condensation von Wasserdämpfen die einzelnen Dunstbläschen größer und schwerer werden, wenn endlich einzelne Bläs-

chen sich nähern und zusammenfließen, so bilden sich förmliche Wassertropfen, welche nun als Regen herabfallen. In der Höhe sind die Regentropfen noch sehr klein, sie werden aber während des Fallens größer, weil sie wegen ihrer geringeren Temperatur die Wasserdämpfe der Luftschichten verdichten, durch welche sie herabfallen.

516 **Regenmenge.** Die Menge des Regens, welcher an irgend einem Orte der Erde im Laufe eines Jahres fällt, ist für die Meteorologie ein höchst wichtiges Element. Die Instrumente, deren man sich zu diesem Zwecke bedient, werden Regenmesser, Ombrometer oder Udometer genannt. Die Fig. 1029 stellt den gewöhnlichen Regenmesser dar; er besteht

Fig. 1029.



aus einem Blechcylinder *b*, welcher 5 bis 20 Centimeter im Durchmesser hat und auf welchem ein zweiter Cylinder *a* mit trichterartigem Boden aufgesetzt wird. In der Mitte dieses Trichters befindet sich eine Oeffnung, durch welche alles Wasser, welches in Form von Regen in den oben offenen Cylinder *a* hineinfällt, in das Behälter *b* abfließt. Durch eine gekrümmte Röhre *c* steht das Behälter *b* mit einer Glasröhre *d* in Verbindung, vermittelst deren man jederzeit erkennen kann, wie hoch das Wasser in *b* steht. Vorausgesetzt, daß die

Querschnitte von *a* und *b* gleich, oder doch nicht merklich verschieden sind, giebt die Höhe der Wasserschicht in *b* an, wie hoch sich der Boden in einer gewissen Zeit bedeckt haben würde, wenn es nicht eingeschluckt oder verdunstet wäre.

In Frankfurt a. M. wurden in den verschiedenen Monaten der Jahre 1840 bis 1843 folgende Regenmengen beobachtet:

	1840	1841	1842	1843	Mittel
Januar . .	2' 3'''	3' 9'''	1' 2'''	3' 0'''	2' 4'''
Februar . .	1 1	10	4	1 10	1
März . . .	10	1 3	3 2	6	1 5
April . . .	2	1 3	4	1 10	11
Mai . . .	10	1 6	1 8	3 11	2
Juni . . .	2 2	3 1	9	5 6	2 10
Juli	2 1	1 9	1 11	2 10	2 2
August . .	10	3 1	4 2	3 7	2 11
September	2 5	2 2	2 1	2	2
October . .	1 9	5	1 3	2 10	1 9
November .	4 3	2 8	2 9	2 2	2 11
December .	8	3 2	7	9	1 3

Daraus ergeben sich für die verschiedenen Jahreszeiten der erwähnten 4 Jahre die Regenmengen wie folgt:

	1840	1841	1842	1843	Mittel
Winter . . .	7" 1'''	5" 3'''	4" 8'''	5" 5'''	5" 6'''
Frühling . .	1 2	4	5 2	6 3	4 2
Sommer . .	5 1	7 11	6 10	11 11	7 11
Herbst . . .	8 5	9 10	6 1	5 2	7 4
Jahr	21" 9'''	27"	22" 9'''	28" 9'''	24" 11'''

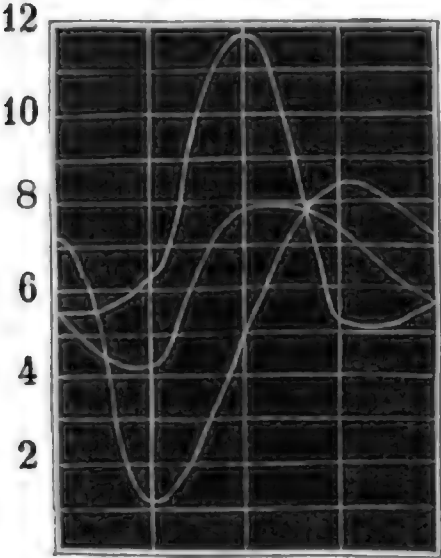
Hier ist, um die Regenmenge des Winters zu erhalten, der des Januars und Februars eines jeden Jahres die Regenmenge des Decembers im vorhergehenden Jahre zugezählt.

Man sieht also, wie wohl vorauszusehen war, daß die Regenmenge von einem Jahre zum anderen sich ändert und daß sie in Frankfurt a. M. nach diesen 4 Jahren im Durchschnitt 24 Zoll 11 Linien (altfranz. Maaß) beträgt. In den Jahren 1841 und 1843 fiel mehr, in den beiden anderen Jahren aber weniger Regen.

Die Regenmenge ist nicht gleichförmig auf die vier Jahreszeiten vertheilt, durchschnittlich fällt im Sommer am meisten, 7" 11"', im Frühjahr am wenigsten, 4" 2"', Regen.

In Fig. 1030 stellt die mittlere Kurve die durchschnittliche Vertheilung

Fig. 1030.



des Regens auf die 4 Jahreszeiten dar; Die obere Kurve stellt die Regenmenge der verschiedenen Jahreszeiten für 1843, die untere für 1840 dar. Im Jahre 1843 sieht man das Maximum der Regenmenge im Sommer sehr hoch steigen; dieser Sommer war sehr feucht; im Jahre 1840 dagegen blieb die Regenmenge des Sommers weit unter dem Mittel; in diesem Jahre regnete es aber im Herbst sehr viel.

Um die wahren Mittelzahlen für die Vertheilung des Regens an irgend einem Orte zu erhalten, muß man eine möglichst große Reihe von Beobachtungszahlen combiniren.

Die folgenden Tabellen geben die Regenverhältnisse verschiedener Orte in Europa.

I. Portugal.

	Lissabon	Coimbra	Mafra	Funchal auf Madeira
Jährl. Regenmenge	<u>25,4</u> P.Z.	<u>111,5</u>	<u>41,5</u>	<u>26,0</u>
Im Winter . . .	<u>39,9</u> Pro.	<u>21,0</u>	<u>53,4</u>	<u>50,6</u>
» Frühling . .	<u>33,9</u>	<u>18,6</u>	<u>27,5</u>	<u>16,3</u>
» Sommer . .	<u>3,4</u>	<u>17,6</u>	<u>2,7</u>	<u>2,8</u>
» Herbst . . .	<u>22,8</u>	<u>42,8</u>	<u>16,4</u>	<u>30,3</u>

II. Westliches und südliches England.

	Insel Man	Bristol	Liverpool	Manchester	Lancaster	Dover
Jahr . .	<u>34,8</u>	<u>21,8</u>	<u>32,3</u>	<u>23,9</u>	<u>37,2</u>	<u>44,1</u>
Winter .	<u>27,3</u>	<u>20,5</u>	<u>21,6</u>	<u>24,0</u>	<u>26,2</u>	<u>30,3</u>
Frühling	<u>18,2</u>	<u>23,8</u>	<u>17,9</u>	<u>20,0</u>	<u>16,1</u>	<u>20,1</u>
Sommer	<u>19,7</u>	<u>23,2</u>	<u>27,7</u>	<u>27,0</u>	<u>28,3</u>	<u>21,6</u>
Herbst .	<u>34,8</u>	<u>32,5</u>	<u>32,9</u>	<u>29,0</u>	<u>29,4</u>	<u>28,0</u>

III. Inneres und östliches England.

	Orford	London	Dumfries	Glasgow	Edinburg	Chatterworth
Jahr . .	<u>20,6</u>	<u>23,4</u>	<u>34,7</u>	<u>20,0</u>	<u>23,3</u>	<u>25,9</u>
Winter .	<u>21,9</u>	<u>23,6</u>	<u>24,6</u>	<u>24,9</u>	<u>23,4</u>	<u>23,2</u>
Frühling	<u>19,3</u>	<u>22,4</u>	<u>18,3</u>	<u>17,8</u>	<u>19,9</u>	<u>19,9</u>
Sommer	<u>24,4</u>	<u>23,5</u>	<u>25,5</u>	<u>29,9</u>	<u>26,8</u>	<u>27,9</u>
Herbst .	<u>34,4</u>	<u>30,5</u>	<u>31,6</u>	<u>27,3</u>	<u>29,9</u>	<u>28,9</u>

VI. Westküste von Frankreich und die Niederlande.

	Bordeaux	La Rochelle	Branecker	Rotterdam	Breda	Middelburg
Jahr . .	<u>24,3</u>	<u>24,2</u>	<u>28,6</u>	<u>21,2</u>	<u>24,7</u>	<u>25,4</u>
Winter .	<u>27,7</u>	<u>28,2</u>	<u>21,9</u>	<u>16,5</u>	<u>23,2</u>	<u>21,8</u>
Frühling	<u>21,4</u>	<u>19,7</u>	<u>16,8</u>	<u>22,3</u>	<u>18,0</u>	<u>14,1</u>
Sommer	<u>24,1</u>	<u>17,9</u>	<u>28,8</u>	<u>29,8</u>	<u>23,9</u>	<u>31,5</u>
Herbst .	<u>26,7</u>	<u>34,2</u>	<u>32,5</u>	<u>31,9</u>	<u>34,9</u>	<u>32,6</u>

V. Westrheinische Gegenden.

	Paris	Brüssel	Cambray	Metz	Troyes	Straßburg	Coblenz
Jahr	<u>20,8</u>	<u>17,9</u>	<u>16,0</u>	<u>27,2</u>	<u>22,4</u>	<u>25,6</u>	<u>20,9</u>
Winter . . .	<u>20,7</u>	<u>18,7</u>	<u>13,8</u>	<u>21,6</u>	<u>18,7</u>	<u>16,0</u>	<u>16,2</u>
Frühling . .	<u>25,0</u>	<u>23,7</u>	<u>21,9</u>	<u>25,2</u>	<u>27,4</u>	<u>23,6</u>	<u>24,0</u>
Sommer . .	<u>30,5</u>	<u>30,7</u>	<u>33,4</u>	<u>21,1</u>	<u>28,1</u>	<u>34,1</u>	<u>35,0</u>
Herbst . . .	<u>23,8</u>	<u>26,9</u>	<u>30,9</u>	<u>31,1</u>	<u>25,8</u>	<u>26,3</u>	<u>24,9</u>

VI. Deutschland.

	Mannheim	Stuttgart	Ulm	Regensburg	Legernsee	Göttingen	Erfurt
Jahr	<u>21,0</u>	<u>23,7</u>	<u>25,1</u>	<u>21,1</u>	<u>43,8</u>	<u>24,9</u>	<u>12,6</u>
Winter . . .	<u>18,3</u>	<u>20,1</u>	<u>21,3</u>	<u>19,3</u>	<u>16,4</u>	<u>18,4</u>	<u>15,5</u>
Frühling . .	<u>23,7</u>	<u>19,8</u>	<u>19,5</u>	<u>17,7</u>	<u>18,5</u>	<u>18,1</u>	<u>21,7</u>
Sommer . .	<u>32,6</u>	<u>33,5</u>	<u>36,6</u>	<u>40,1</u>	<u>44,7</u>	<u>35,9</u>	<u>41,0</u>
Herbst . . .	<u>25,4</u>	<u>26,6</u>	<u>22,6</u>	<u>22,9</u>	<u>20,4</u>	<u>27,6</u>	<u>21,8</u>

VII. Schweden und Dänemark.

	Bergen	Copenhagen	Stockholm	Upsala	Abo	Petersburg
Jahr . .	<u>83,2</u>	<u>17,3</u>	<u>19,2</u>	<u>16,7</u>	<u>24,2</u>	<u>17,1</u>
Winter .	<u>26,6</u>	<u>19,1</u>	<u>14,8</u>	<u>17,4</u>	<u>17,7</u>	<u>13,6</u>
Frühling	<u>17,9</u>	<u>15,4</u>	<u>13,3</u>	<u>21,0</u>	<u>18,3</u>	<u>19,4</u>
Sommer	<u>21,0</u>	<u>37,7</u>	<u>38,0</u>	<u>32,8</u>	<u>28,0</u>	<u>36,5</u>
Herbst .	<u>34,5</u>	<u>27,8</u>	<u>33,9</u>	<u>28,8</u>	<u>36,0</u>	<u>30,5</u>

VIII. Südöstliches Frankreich und die Schweiz.

	Marseille	Lyon	Nîmes	Winters	Soyeuse	Bourg en Bresse	Toulouse	Dijon	Genf	Bern	Zürich
Jahr	<u>20,6</u>	<u>17,5</u>	<u>23,7</u>	<u>33,9</u>	<u>47,7</u>	<u>43,3</u>	<u>23,7</u>	<u>23,9</u>	<u>29,8</u>	<u>43,2</u>	<u>32,2</u>
Winter	<u>20,8</u>	<u>23,0</u>	<u>22,3</u>	<u>19,4</u>	<u>20,3</u>	<u>20,8</u>	<u>21,0</u>	<u>17,9</u>	<u>21,6</u>	<u>20,9</u>	<u>20,3</u>
Frühling . . .	<u>22,3</u>	<u>24,1</u>	<u>24,0</u>	<u>22,2</u>	<u>23,1</u>	<u>24,6</u>	<u>26,2</u>	<u>25,6</u>	<u>21,8</u>	<u>20,0</u>	<u>23,6</u>
Sommer . . .	<u>12,5</u>	<u>9,3</u>	<u>13,9</u>	<u>20,0</u>	<u>16,2</u>	<u>24,4</u>	<u>24,0</u>	<u>27,6</u>	<u>29,7</u>	<u>35,1</u>	<u>33,3</u>
Herbst	<u>44,4</u>	<u>43,6</u>	<u>39,8</u>	<u>38,4</u>	<u>40,4</u>	<u>30,2</u>	<u>28,8</u>	<u>28,9</u>	<u>26,9</u>	<u>24,0</u>	<u>22,8</u>

Die Regenmenge nimmt mit der Höhe der Orte über der Meeresfläche zu, weil die Berge einen Niederschlag veranlassen, wenn sie von einem Strome feuchter Luft getroffen werden; daher die bedeutende Regenmenge in den Alpen.

An einem und demselben Orte nimmt die Regenmenge mit der Höhe über dem Boden ab, wahrscheinlich weil die Regentropfen, indem sie durch die mit Wasserdampf gesättigte Luft herabfallen, sich fortwährend vergrößern; so fallen z. B. im Hofe des Observatoriums zu Paris im Laufe eines Jahres durchschnittlich 57^{cm}, auf der 28 Meter höher liegenden Terasse nur 50^{cm} Regen.

Die Anzahl der Regentage während eines Jahres nimmt in Europa im Allgemeinen von Süden nach Norden zu. Im Durchschnitt kommen auf das Jahr

im südlichen Europa . . .	120 Regentage
„ mittleren „ . . .	146 „
„ nördlichen „ . . .	180 „

Daß die Regenmenge nicht allein von der Zahl der Regentage abhängen kann, ist klar, denn es kommt ja nicht allein darauf an, an wie vielen Tagen es regnet, sondern auch, wie viel es regnet. Wenn in nördlicheren Gegenden die Zahl der Regentage zunimmt, so nimmt dagegen die Intensität des Regens im Allgemeinen ab, und so erklärt es sich z. B., daß in Petersburg die Zahl der Regentage zwar größer, die Regenmenge aber geringer ist.

Mit der Entfernung vom Meere nimmt sowohl die Regenmenge als auch die Zahl der Regentage ab; so kommen z. B. im Durchschnitt

in Petersburg . . .	168
„ Kasan . . .	90
„ Jakutsk . . .	60

Regentage auf das ganze Jahr.

So wie unter sonst gleichen Umständen der Regen in wärmeren Gegenden intensiver ist als in kälteren, so ist er auch in der warmen Jahreszeit intensiver als in der kalten. Im Durchschnitt kommen in Deutschland auf den Winter 38, auf den Sommer 42 Regentage; die Zahl der Regentage ist also im Sommer kaum etwas bedeutender als im Winter, und doch ist die Regenmenge im Sommer ungefähr doppelt so groß als im Winter. In den Sommermonaten fällt oft bei einem einzigen Gewitter mehr Regen als sonst in mehreren Wochen.

Regen zwischen den Wendekreisen. Da, wo die Passatwinde mit großer Regelmäßigkeit wehen, ist der Himmel meistens heiter, und es regnet selten, namentlich wenn die Sonne auf der anderen Hemisphäre steht. Auf den Continenten aber wird die Regelmäßigkeit des Passates gestört durch die Intensität des aufsteigenden Luftstromes, sobald sich die Sonne dem Zenith

nähert; um diese Zeit stellt sich auch ein mehrere Monate andauerndes heftiges Regenwetter ein, während die andere Hälfte des Jahres hindurch der Himmel heiter und die Luft trocken ist.

Humboldt hat uns die Erscheinungen der nassen Jahreszeit im nördlichen Theile von Südamerika beschrieben. Vom December bis zum Februar ist die Luft trocken und der Himmel heiter. Im März wird die Luft feuchter, der Himmel weniger rein, der Passatwind weht weniger stark, und oft ist die Luft ganz ruhig. Mit Ende März beginnen die Gewitter; sie bilden sich des Nachmittags, wenn die Hitze am größten ist, und sind von heftigen Regengüssen begleitet. Gegen Ende April fängt eigentlich die nasse Jahreszeit an; der Himmel überzieht sich mit einem gleichförmigen Grau, und es regnet täglich von 9 Uhr Morgens bis 4 Uhr Nachmittags; des Nachts ist der Himmel meistens rein. Der Regen wird am heftigsten, wenn die Sonne im Zenith steht. Allmählig wird die Zeit des Tages, in welcher es regnet, immer kürzer, und gegen Ende der Regenzeit regnet es nur Nachmittags.

Die Dauer der Regenzeit ist in verschiedenen Gegenden nicht dieselbe, sie beträgt 3,4 bis 5 Monate.

In Ostindien, wo die Regelmäßigkeit der Passatwinde durch örtliche Verhältnisse gestört ist und wo statt ihrer die Moussons wehen, finden wir auch anormale Regenverhältnisse; an der steilen Westküste von Vorderindien fällt die Regenzeit mit der Zeit unseres Winters zusammen, sie fällt nämlich in die Zeit, zu welcher die Südwestmoussons wehen und, mit Feuchtigkeit beladen, an die hohen Gebirge anstoßen. Während es auf der Küste Malabar regnet, ist auf der Ostküste Coromandel der Himmel heiter, hier stellt sich die Regenzeit mit dem Nordostpassat, also gerade zu der Zeit ein, zu welcher auf der Westküste die trockene Jahreszeit herrscht.

In der Region der Calmen findet man diese periodischen Regen nicht, es finden hier fast täglich heftige Regengüsse Statt. Der aufsteigende Luftstrom führt eine Masse von Wasserdämpfen in die Höhe, welche sich in den kälteren Regionen wieder verdichten. Die Sonne geht fast immer bei heiterem Himmel auf, gegen Mittag aber bilden sich einzelne Wolken, welche dichter und dichter werden, bis ihnen endlich meist unter heftigen Windstößen und electrischen Entladungen eine ungeheure Regenmenge entströmt. Gegen Abend zerstreut sich das Gewölk, und die Sonne geht wieder bei heiterem Himmel unter.

Die jährliche Regenmenge ist im Allgemeinen in den Tropen sehr groß, sie beträgt z. B. in Bombay 73,5, in Kandy 68,9, in Sierra Leone 80,9, zu Rio Janeiro 55,6, auf St. Domingo 100,9, zu Havanna 85,7 und in Grenada 105 Pariser Zoll. Bedenkt man nun, daß der Regen meist nur auf wenige Monate vertheilt ist und daß es nur an wenigen Stunden des

Der Hagel ist eine der furchtbarsten Geißeln für den Landmann und eins der schwierigsten Phänomene für den Meteorologen. Wir benutzen in der folgenden Darstellung einen interessanten Artikel, welchen *Urago* über diesen Gegenstand in dem *Annuaire du bureau des longitudes* für 1828 bekannt gemacht hat.

Die gewöhnliche Größe der Hagelkörner ist die einer Haselnuß; sehr häufig fallen kleinere, sie werden aber als weniger gefährlich nicht sonderlich beachtet, oft sind sie aber auch noch weit größer und zerschmettern dann Alles, was sie treffen. Alte Chroniken erzählen von Hagelkörnern, welche so groß gewesen seyn sollen wie Elephanten; ohne uns bei solchen fabelhaften Erzählungen aufzuhalten, wollen wir sogleich zur Aufzählung zuverlässiger Nachrichten übergehen.

Hallen erzählt, daß am 9. April 1697 Hagelkörner fielen, welche 10 Loth wogen; *Robert Taylor* hat am 4. Mai 1697 Hagelkörner gemessen, deren Durchmesser 4 Zoll betrug. *Montignot* sammelte den 11. Juli 1753 zu *Toul* Hagelkörner, welche 3 Zoll Durchmesser hatten. *Volta* versichert, daß man unter den Hagelkörnern, welche in der Nacht vom 19. auf den 20. August 1787 die Stadt *Como* und ihre Umgebungen verwüstete, einige gefunden habe, welche 18 Loth wogen. Nach *Mögggerath* fielen während des Hagelwetters vom 7. Mai 1822 zu *Bonn* Hagelkörner, welche 24 bis 26 Loth wogen.

Diese Zeugnisse beweisen zu Genüge, daß manchmal Hagelkörner fallen, welche über $\frac{1}{2}$ Pfund schwer sind.

Die Form der Hagelkörner ist sehr verschieden. In der Regel sind sie abgerundet, manchmal aber auch abgeplattet oder eckig. In der Mitte der Hagelkörner befindet sich in der Regel ein undurchsichtiger Kern, welcher den Graupelkörnern gleicht; dieser Kern ist mit einer durchsichtigen Eismasse umgeben, in welcher sich manchmal einzelne concentrische Schichten unterscheiden lassen; bisweilen beobachtet man abwechselnd durchsichtige und undurchsichtige Eisschichten, endlich hat man auch schon Hagelkörner mit strahliger Structur beobachtet.

Pouillet fand, daß die Temperatur der Hagelkörner — 0,5 bis — 4° beträgt.

Der Hagel geht gewöhnlich den Gewitterregen voran, oder er begleitet sie. Nie, oder wenigstens fast nie, folgt der Hagel auf den Regen, namentlich, wenn der Regen einige Zeit gedauert hat.

Das Hagelwetter dauert meistens nur einige Minuten, selten dauert es $\frac{1}{4}$ Stunde lang. Die Menge des Eises, welches in so kurzer Zeit den Wolken entströmt, ist ungeheuer; die Erde ist manchmal mehrere Zoll hoch damit bedeckt.

Der Hagel fällt häufiger bei Tag als bei Nacht. Die Wolken, welche

ihn bringen, scheinen eine bedeutende Ausdehnung und eine bedeutende Tiefe zu haben, denn sie verbreiten in der Regel eine große Dunkelheit. Man glaubt bemerkt zu haben, daß sie eine eigenthümliche grauröthliche Farbe besitzen, daß an ihrer unteren Grenze große Wolkenmassen herabhängen und daß ihre Ränder vielfach zerrissen erscheinen.

Die Hagelwolken scheinen meistens sehr niedrig zu schweben. Die Bergbewohner sehen öfters unter sich Wolken, welche die Thäler mit Hagel überschütten, ob jedoch die Hagelwolken immer so tief ziehen, läßt sich nicht mit Sicherheit ausmachen.

Einige Augenblicke vor dem Beginn des Hagelwetters hört man ein eigenthümliches, rasselndes Geräusch. Endlich ist der Hagel stets von electrischen Erscheinungen begleitet.

Um einen Begriff zu geben, wie weit und wie schnell sich diese furchtbare Geißel verbreiten kann, mögen hier einige nähere Angaben über das Hagelwetter folgen, welches den 13. Juli 1788 Frankreich und Holland durchzog.

Das Hagelwetter verbreitete sich gleichzeitig in zwei parallelen Streifen; der östliche Streifen war schmaler, seine größte Breite betrug 5, seine geringste $\frac{1}{2}$ Meile (lieue = 2300 Toisen); der westliche Streifen war an seiner schmalsten Stelle 3, an seiner breitesten 5 Meilen breit. Diese beiden Streifen waren durch einen im Durchschnitt $5\frac{1}{4}$ Meilen breiten Streifen getrennt, auf welchem es nur regnete.

Die Richtung dieser Streifen ging von Südwest nach Nordost. Eine von Amboise nach Mecheln gezogene gerade Linie bildete ungefähr die Mitte des östlichen, eine andere von der Mündung des Indre in die Loire bis Gent gezogene bildete ungefähr die Mitte des westlichen Streifens.

Auf dieser ganzen Länge, welche über 100 Meilen beträgt, fand keine Unterbrechung des Gewitters Statt, und sicheren Angaben zufolge kann man annehmen, daß es sich noch 50 Meilen weiter nach Süden und 50 Meilen weiter nach Norden erstreckte, so daß seine Totallänge über 200 Meilen betrug. Es verbreitete sich mit einer Geschwindigkeit von 16 Meilen in der Stunde von den Pyrenäen, wo es seinen Anfang genommen zu haben scheint, bis zum baltischen Meere, wo man seine Spuren verlor.

An jedem Orte fiel der Hagel nur 7 bis 8 Minuten lang, die Hagelkörner waren theils rund, theils zackig; die schwersten wogen 16 Loth.

Die Zahl der in Frankreich verwüsteten Pfarrdörfer betrug 1039; der Schaden, welchen das Wetter anrichtete, wurde nach officiellen Angaben auf 24690000 Franken geschätzt.

Was die Erklärung des Hagels betrifft, so bietet sie zwei Schwierigkeiten; nämlich woher die große Kälte kommt, welche das Wasser gefrieren macht, und dann, wie es möglich ist, daß die Hagelkörner, wenn sie

einmal so groß geworden sind, daß sie eigentlich durch ihr Gewicht herabfallen müßten, noch so lange in der Luft bleiben können, daß sie zu einer so bedeutenden Masse erwachsen können.

Was die erste Frage betrifft, so meinte Volta, daß die Sonnenstrahlen an der oberen Grenze der dichten Wolke fast vollständig absorbiert würden, was eine rasche Verdunstung zur Folge haben müsse, namentlich wenn die Luft über den Wolken sehr trocken ist; durch diese Verdunstung solle nun so viel Wärme gebunden werden, daß das Wasser in den tieferen Wolkenschichten gefriert. Wenn aber die Verdunstung des Wassers in den oberen Wolkenschichten durch die Wärme der Sonnenstrahlen veranlaßt wird, so ist nicht einzusehen, warum durch diese Verdunstung den tieferen Wolkenschichten so viel Wärme entzogen werden soll.

In Beziehung auf die zweite Frage schlug Volta eine in der That geistreiche Theorie vor, welche auch eine große Celebrität erlangt hat; er nimmt an, daß zwei mächtige, mit entgegengesetzter Electricität geladene Wolkenschichten über einander schweben. Wenn nun die noch sehr kleinen Hagelkörner auf die untere Wolke fallen, so werden sie bis zu einer gewissen Tiefe eindringen und sich mit einer neuen Eisschicht umgeben; sie werden sich aber auch mit der Electricität der unteren Wolke laden und von dieser zurückgestoßen, während die obere sie anzieht; sie steigen also trotz ihrer Schwere wieder zur oberen Wolke in die Höhe, wo sich derselbe Vorgang wiederholt; so fahren sie eine Zeitlang zwischen den beiden Wolken hin und her, bis sie endlich herabfallen, wenn sie zu schwer werden und die Wolken ihre Electricität verlieren.

Gegen diese Ansicht läßt sich einwenden, daß es schwer denkbar ist, wie die Electricität ohne eine plötzliche Wirkung, also ohne einen Entladungsschlag, so große Eismassen in die Höhe zu heben vermag, und daß, wenn wirklich die electricische Ladung der beiden Wolken auch so stark seyn sollte, die Electricität augenblicklich von einer zur andern übergehen müßte, namentlich da ja die Hagelkörner eine leitende Verbindung zwischen ihnen herstellen.

Fünftes Kapitel.

Optische Erscheinungen der Atmosphäre.

Farbe des Himmels. Der heitere Himmel erscheint uns blau, und 519 zwar ist dieses Blau je nach dem Zustande der Atmosphäre bald heller und weißlicher, bald dunkler; auf hohen Bergen erscheint der Himmel sehr dunkelblau, ja fast schwarz. Es ist dies leicht zu erklären: wenn die Luft absolut durchsichtig wäre, wenn die einzelnen Lufttheilchen gar kein Licht reflectirten oder vielmehr zerstreuten, so müßte uns der Himmel vollkommen schwarz erscheinen, die Sonne, der Mond, die Sterne würden glänzend auf dem schwarzen Grunde stehen; nun aber reflectiren die Lufttheilchen das Licht, und so kommt es, daß bei Tage der ganze Himmel hell erscheint, weil die von der Sonne erleuchteten Lufttheilchen das Licht nach allen Seiten hin zerstreuen. Diese Erleuchtung der Atmosphäre durch die Sonnenstrahlen ist die Ursache, daß wir die Sterne bei Tage nicht sehen können. Die Lufttheilchen reflectiren vorzugsweise das blaue Licht, und deshalb erscheint uns der an und für sich dunkle Himmelsraum mit Blau überzogen. Je höher wir uns in die Atmosphäre erheben, desto dünner wird dieser blaue Ueberzug und desto dunkler wird uns also auch der Himmel erscheinen; so erscheint auch im Zenith der Himmel stets am dunkelsten blau und gegen den Horizont mehr weißlich.

Das reine Blau des Himmels wird besonders durch die in der Luft schwebenden condensirten Wasserdämpfe gebleicht, durch feine Nebel, welche oft den Himmel mit einem leichten Schleier überziehen, ohne doch schon dicht genug zu seyn, um als Wolken zu erscheinen.

Die Erscheinungen der Abend- und Morgenröthe wurden dadurch erklärt, daß man sagte, die Luft lasse vorzugsweise die rothen und gelben Strahlen durch, sie reflectire aber die blauen; des Abends und des Morgens haben aber die Sonnenstrahlen einen sehr weiten Weg durch die Atmosphäre zurückzulegen, daher die rothe Färbung der durchgelassenen Strahlen, welche besonders brillant ist, wenn Wolken durch diese Strahlen beleuchtet werden.

Forbes hat gezeigt, daß diese Meinung nicht ganz richtig seyn kann, indem das Blau des Himmels durchaus nicht die complementäre Farbe des Abendrothes ist. Nach Forbes rührt das Abend- und Morgenroth nicht von der Luft selbst, sondern von dem in derselben enthaltenen Wasserdampfe her.

Eines Tages stand Forbes neben einem Dampfwagen, der durch sein Sicherheitsventil eine große Menge Dampf entließ; zufällig sah er durch die

aufsteigende Dampfsäule nach der Sonne und war überrascht, sie sehr tief orangeroth gefärbt zu sehen. Später beobachtete er noch öfters dasselbe Phänomen und entdeckte eine wichtige Abänderung desselben. Einige Fuß über dem Sicherheitsventile, zu welchem der Dampf herausblies, war dessen Farbe für durchgehendes Licht das erwähnte tiefe Drangeroth; in größerer Entfernung jedoch, wo der Dampf vollständiger verdichtet war, hörte die Erscheinung gänzlich auf. Selbst bei mäßiger Dicke war die Dampfwolke durchaus undurchdringlich für die Sonnenstrahlen, sie warf einen Schatten wie ein fester Körper; und wenn ihre Dicke gering war, so war sie zwar durchscheinend, aber durchaus farblos. Die Drangefarbe des Dampfes scheint also einer besonderen Stufe der Verdichtung anzugehören. Bei vollkommener Gasgestalt ist der Wasserdampf ganz durchsichtig und farblos, in jenem Uebergangszustande ist er durchsichtig und rauchroth, wenn er aber vollständig zu Nebelbläschen verdichtet ist, so ist er bei geringer Dicke durchscheinend und farblos, bei großer Dicke vollkommen undurchsichtig.

Forbes wendet dies zur Erklärung der Abendröthe an. Als reine, farblose, elastische Flüssigkeit giebt der Wasserdampf der Luft ihre größte Durchsichtigkeit, wie man sie besonders beobachtet, wenn sich nach einem heftigen Regen der Himmel wieder aufhellt. Im Uebergangszustande läßt er die gelben und rothen Strahlen durch und bringt in diesem Zustande die Erscheinungen der Abendröthe hervor.

Diese Theorie erklärt auch sehr gut, daß das Abendroth weit brillanter ist als das Morgenroth, daß Abendroth und Morgengrau die Anzeigen schönen Wetters sind. Gleich nach dem Temperaturmaximum des Tages und vor Sonnenuntergang fangen der Boden und die Luftschichten in verschiedener Höhe an, Wärme durch Strahlung zu verlieren. Bevor sich aber in Folge dessen der Wasserdampf vollständig verdichtet, durchläuft er jenen Uebergangszustand, welcher die Abendröthe erzeugt. Des Morgens ist es anders. Bei schönem Wetter sind die Luftschichten nahe an der Erdoberfläche in einem Zustande der Feuchtigkeit. Die Dämpfe, welche bei Umkehrung des Processes wahrscheinlich das Roth erzeugt haben würden, steigen nicht eher auf, als bis die Wirkung der Sonne lange genug angehalten hat, alsdann ist aber die Zeit des Sonnenaufgangs vorüber, die Sonne steht schon hoch am Himmel. Das feurige Ansehen des Morgenhimmels rührt von der Anwesenheit eines solchen Ueberschusses an Feuchtigkeit her, daß durch die Verdichtung in höheren Regionen wirklich Wolken entstehen, im Gegensatz mit der Tendenz der steigenden Sonne, sie zu zerstreuen; das Morgenroth ist deshalb als Vorbote baldigen Regens zu betrachten.

Wenn die Sonne am westlichen Horizonte verschwunden ist, so tritt nicht plötzlich die Dunkelheit ein, sondern eine Dämmerung, welche nach Umständen bald längere, bald kürzere Zeit dauert. Diese Dämmerung rührt

daher, daß die Luft am westlichen Himmel und die in ihr schwebenden Wassertheilchen noch lange von der Sonne beschienen werden, nachdem sie unseren Blicken schon verschwunden ist, und daß diese erleuchteten Luft- und Wassertheilchen uns noch ein allmählig mehr und mehr abnehmendes Licht zusenden. In unseren Gegenden dauert die Dämmerung ungefähr bis die Sonne 18° unter dem Horizonte ist. Die längere Dauer der Dämmerung in höheren Breiten rührt besonders daher, daß die Sonnenbahn dort sehr stark gegen den Horizont geneigt ist und daß es deshalb sehr lange dauert, bis die Sonne 18° unter dem Horizonte steht. Je mehr wir uns dem Aequator nähern, desto weniger schräg ist die Sonnenbahn gegen den Horizont, unter dem Aequator selbst macht sie einen rechten Winkel mit demselben; in den heißen Ländern ist deshalb die Dämmerung von kürzerer Dauer. In Italien ist sie kürzer als bei uns; in Chili dauert sie nur $\frac{1}{4}$ Stunde, in Cumana nur einige Minuten. Diese so sehr kurze Dauer der Dämmerung läßt sich nicht allein durch die Richtung der Sonnenbahn gegen den Horizont erklären, sie hat zum Theil auch in der außerordentlichen Reinheit des Himmels ihren Grund, denn in unseren Gegenden tragen die zarten, hoch in der Luft schwebenden Nebel, welche bei Tage den Himmel mit einem Schleier überziehen, die Lichtstrahlen aber stark reflectiren, sehr zur Verlängerung der Dämmerung bei.

Luftspiegelung. Wenn man entfernte Gegenstände betrachtet, so sieht man bisweilen noch gerade, schiefe oder umgekehrte Bilder derselben. Diese Bilder, welche ohne sichtbaren Spiegel hervorgebracht werden, nennt man Luftbilder.

Wir wollen uns zunächst mit dieser Erscheinung beschäftigen, wie sie in den Ebenen von Aegypten beobachtet wird.

Der Boden von Niederägypten bildet eine weite Ebene, über welcher sich zur Zeit der Ueberschwemmung die Gewässer des Nils verbreiten. An den Ufern des Flusses und bis auf eine große Entfernung gegen die Wüste hin sieht man kleine Erhöhungen, auf welchen sich Gebäude und Dörfer erheben. Gewöhnlich ist die Luft ruhig und rein. Wenn die Sonne aufgeht, erscheinen alle entfernten Gegenstände scharf und deutlich, sobald aber die Tageshize merklich, wenn der Boden durch die Sonnenstrahlen erhitzt wird und die unteren Luftschichten an dieser hohen Temperatur Theil nehmen, so entsteht in der Luft eine Art zitternder Bewegung, welche dem Auge sehr merklich ist und welche auch in unseren Gegenden an heißen Sommertagen beobachtet wird. Wenn nun kein Wind geht und die Luftschichten, welche auf dem Boden ruhen, unbeweglich bleiben, während sie durch die Berührung mit dem Boden erhitzt werden, so entwickelt sich das Phänomen der Luftspiegelung in seiner ganzen Pracht. Der Beobachter, welcher nach der Ferne schaut, sieht noch das directe Bild aller Erhöhungen, der Dörfer,

gelangen kann. Zunächst ist klar, daß das Auge ein directes Bild des Punktes h in der Richtung $p\ h$ sieht, die Strahlen werden zwar nicht in einer absolut geraden Linie von h nach p gelangen, weil die Luft nicht überall gleiche Dichtigkeit hat, sie werden aber doch nur eine unbedeutende Ablenkung erleiden, wodurch höchstens einige Unregelmäßigkeit in den Contouren des directen Bildes entstehen kann.

Unter den Strahlen, welche der Punkt h nach allen Richtungen aussendet, sind aber auch solche, welche den Weg $h\ i\ l\ m\ n\ p$ verfolgen und welche also in der Richtung $p\ z$ ein verkehrtes Bild des Gegenstandes geben. In der That wird der Strahl $h\ i$, wenn er auf die weniger dichte Luftschicht c trifft, so gebrochen werden, daß er sich vom Einfallslothe entfernt; ebenso wird er sich wieder vom Einfallslothe entfernen, wenn er auf die nächste, abermals weniger dichte Luftschicht trifft u. s. w. So wird denn die Richtung der Strahlen immer schräger, bis sie endlich aus der Schicht, in welcher sie sich befinden, nicht mehr in eine noch dünnere übergehen können; sie werden reflectirt und gelangen in der Richtung $m\ n\ p$ in das Auge.

In unserer Figur ist der Weg der Strahlen als eine gebrochene Linie gezeichnet worden, da aber die Dichtigkeit der Luftschichten nach dem Boden hin allmählig abnimmt, so werden auch die Strahlen allmählig abgelenkt werden und eine krumme, nicht eine gebrochene Linie bilden.

Dies ist die Erklärung, welche *Monge* von diesen Luftbildern gegeben und in den *Mémoires de l'Institut d'Egypte* bekannt gemacht hat.

Der folgende Versuch mag dienen, diese Erklärung zu erläutern, obgleich er nur eine schwache Nachahmung der Luftspiegelung ist. Es sey $c\ c'$, Fig. 1034, ein Kasten von Eisenblech, ungefähr 1 Meter lang, 15 bis 18 Cen-

Fig. 1034.



timeter hoch und breit; er wird mit glühenden Kohlen gefüllt und ungefähr in die Höhe des Auges gebracht. Wenn man nun oben über den Kasten hinsieht, so erblickt man in der Richtung $p\ m$ das directe, in der Richtung $p\ m'$ aber das verkehrte Bild eines entfernten Bispunktes m . An den Seitenwänden des Kastens kann man dieselbe Erscheinung beobachten.

Wollaston hat noch einen anderen Versuch ausgedacht, um solche Bilder in Flüssigkeiten hervorzubringen. Man gieße in ein rundes oder viereckiges Gefäß von Krystallglas zwei passende Flüssigkeiten über einander, welche ungleiche Dichtigkeit haben und welche sich an der Grenzfläche allmäh-

lig mit einander verbinden, wie Wasser und Schwefelsäure, Wasser und Weingeist, Wasser und Zuckersyrup u. s. w.; sieht man über die Grenzfläche hinweg, etwa nach einer auf die Außenseite des Glases gemalten Schrift, so sieht man von derselben ein aufrechtes und ein verkehrtes Bild.

Auch an anderen Orten und unter anderen Umständen werden oft Luftbilder beobachtet. So beobachtete z. B. Vince in Ramsgate eine merkwürdige Wirkung von Luftspiegelung. Wenn man von Ramsgate nach der Küste von Dover hinsieht, so erblickt man bei schönem Wetter die Spitzen der 4 höchsten Thürme des Schlosses von Dover. Der Rest des Gebäudes ist hinter einem Bergrücken verborgen, welcher ungefähr 12 Meilen (englische?) weit vom Beobachter entfernt ist. Am 6. August 1806 Abends gegen 7 Uhr war Vince sehr erstaunt, nicht allein die 4 Thürme, sondern das ganze Schloß bis zum Boden zu erblicken. Dies war offenbar eine Wirkung der atmosphärischen Refraction. Wegen der sehr ungleichen Erwärmung und Dichtigkeit waren die Lichtstrahlen in krummer Linie in's Auge gelangt.

Derselbe Physiker hat noch ähnliche Erscheinungen beobachtet und bekannt gemacht, besonders, indem er mit einem guten Telescope die sich nähernden und entfernenden Schiffe betrachtete; so sah er z. B. eines Tages ein Schiff gerade am Horizonte; er konnte es ganz deutlich unterscheiden, zu gleicher Zeit sah er aber auch gerade über demselben ein ganz regelmäßiges, umgekehrtes Bild, so daß die Spitzen der Masten des directen und des verkehrten Bildes zusammenstießen, wie dies Fig. 1035 dargestellt ist. Ein anderes

Fig. 1035.

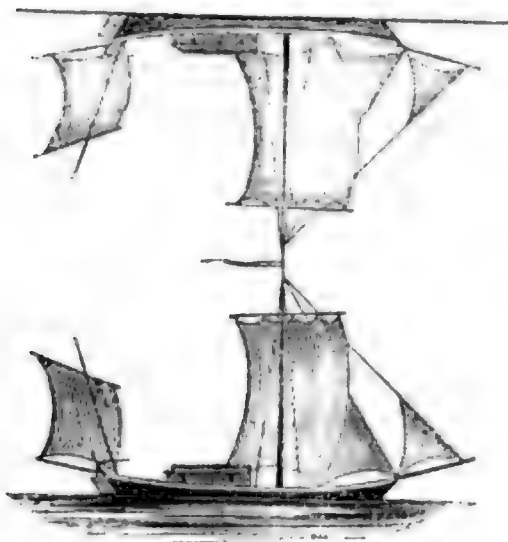
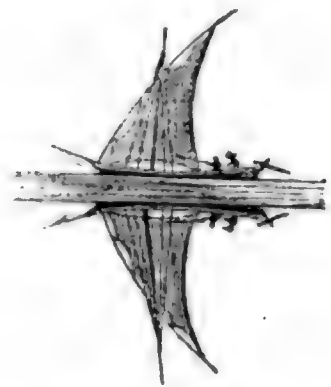


Fig. 1036.



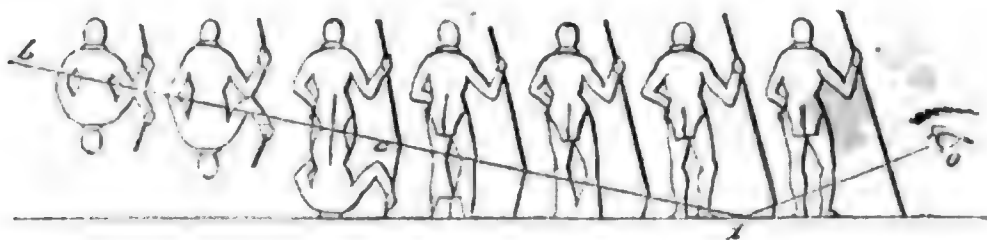
Mal sah er von einem Schiffe, dessen Masten erst über dem Horizonte waren, zwei vollständige Bilder, Fig. 1036, ein aufrechtes und ein verkehrtes.

Solche Erscheinungen der ungewöhnlichen Brechung und Luftspiegelung, welche auf dem Meere öfters beobachtet werden, sind unter dem Namen der

Erhebung ober des Seegeſichts bekannt. Scoresby hatte in den grönländiſchen Meeren häufig Gelegenheit, ſie wahrzunehmen. Bald ſah er entfernte Schiffe in verticaler Richtung verlängert oder zuſammengedrückt, bald ſah er doppelte Bilder, ein aufrechtes und ein verkehrtes, von Schiffen, welche in einer Entfernung von 30 Seemeilen, alſo noch vollſtändig unter dem Horizonte waren. Alle dieſe Erſcheinungen rühren nur von der ungleichen Temperatur und Dichtigkeit der verſchiedenen Luftſchichten her.

Biot und Mathieu haben bei Dünkirchen am Ufer des Meeres auf einer ſandigen Ebene, welche ſich bis zum Fort Riſban erſtreckt, ähnliche Erſcheinungen beobachtet, und Biot hat eine vollſtändige Erklärung derſelben gegeben. Er hat gezeigt, daß unter gewiſſen Umſtänden von einem Punkte t , Fig. 1037, aus, welcher ſich in einiger Entfernung von dem

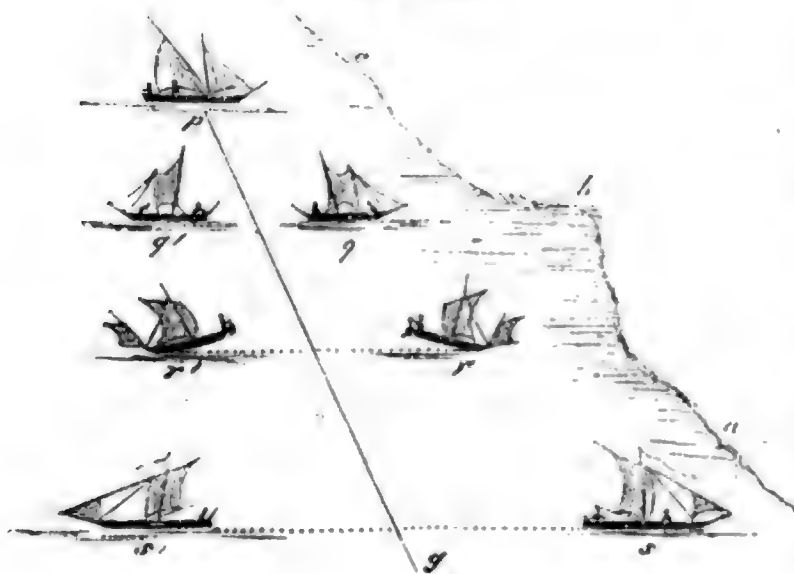
Fig. 1037.



Beobachter befindet, man ſich eine Linie $t c b$ gezogen denken kann, ſo daß alle Gegenſtände, welche ſich unter derſelben befinden, unſichtbar bleiben, während man von den Gegenſtänden, welche ſich bis zu einer gewiſſen Höhe über derſelben befinden, zwei Bilder ſieht, ein directes über und ein verkehrtes unter dieſer Linie. Ein Menſch alſo, welcher ſich allmählig von dem Beobachter entfernt, wird der Reihe nach die verſchiedenen in Fig. 1037 dargeſtellten Erſcheinungen geben.

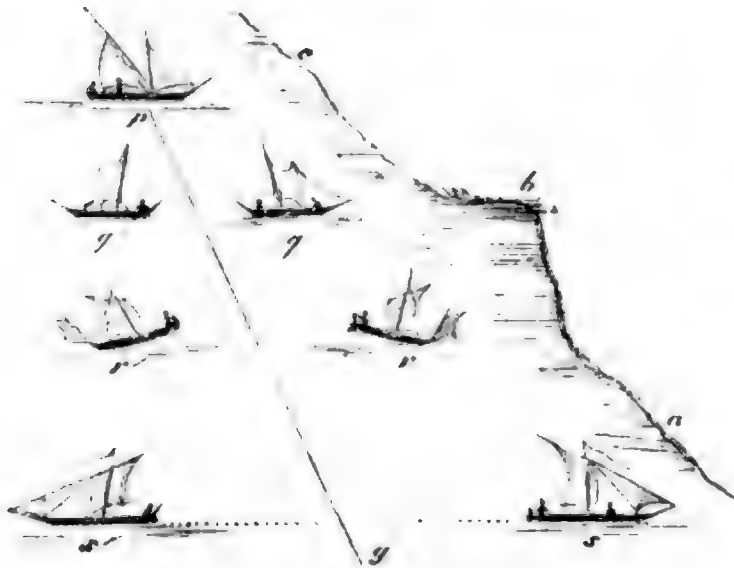
In allen bisher betrachteten Fällen waren die Bilder über oder unter dem Gegenſtande ſelbſt. Im September 1818 beobachteten Soret und Jurine auf dem Genferſee ein Luftbild, welches ſeitwärts vom Gegenſtande

Fig. 1038.



lag; ſie befanden ſich am Ufer des Sees im zweiten Stocke von Jurine's Hauſe und ſahen mit dem Fernrohre in der Richtung $g p$, Fig. 1038, nach einem Schiffe, welches ſich in einer Entfernung von zwei Meilen dem Vorgebirge Belle-Rive gegenüber befand und nach Genf ſegelte. Während das Schiff

allmählig nach q , r und s kam, sahen sie ein deutliches Bild zur Seite in Fig. 1039.



q' , r' , s' , welches sich wie das Schiff selbst näherte, während die Entfernung des Schiffes und seines Bildes größer wurde. Wenn die Sonne die Segel beleuchtete, war das Bild so hell, daß man es mit bloßen Augen sehen konnte.

Diese Erscheinung erklärt sich dadurch, daß die Luft über dem See am östlichen Ufer $a b c$ des

Morgens noch einige Zeit im Schatten war, während sie weiter links schon durch die Sonne erwärmt wurde; so konnte die Trennungsfläche der warmen und kalten Luft bis zu einer geringen Höhe über dem Wasser vertical seyn.

Diese Beispiele mögen hinreichen, um eine Idee von den mannigfaltigen und oft bizarren Erscheinungen zu geben, welche durch die außergewöhnliche Brechung des Lichts in aneinander gränzenden Luftschichten von sehr verschiedener Dichtigkeit hervorgebracht werden. Wir haben bisher angenommen, daß diese Luftschichten in ebenen Flächen an einander gränzen; wenn dies aber nicht der Fall ist, wenn die Grenzflächen gekrümmt und unregelmäßig sind, so erscheinen die Bilder verzerrt. Es ist nicht zu bezweifeln, daß die unter dem Namen Fata Morgana bekannten Erscheinungen eine Wirkung der Luftspiegelung sind. Sie werden zu Neapel, zu Reggio und an den Küsten von Sicilien beobachtet. Auf einmal sieht man in großer Entfernung in den Lüften Ruinen, Säulen, Schlösser, Paläste, kurz eine Menge von Gegenständen, deren Anblick sich fortwährend ändert. Das Volk strömt dann dem Ufer zu, um dieses sonderbare Schauspiel anzusehen. Diese feenhaftete Erscheinung beruht darin, daß Gegenstände sichtbar werden, die man bei dem gewöhnlichen Zustande der Atmosphäre nicht sehen kann und welche zerrissen verzerrt und sich fortwährend zu bewegen scheinen, weil die ungleich dichten Luftschichten in steter Bewegung sind.

521 Der Regenbogen. Es ist allgemein bekannt, daß man einen Regenbogen sieht, wenn man eine regnende Wolke vor sich und die Sonne im Rücken hat. Der Regenbogen bildet gleichsam die Basis eines Kegels, dessen Spitze das Auge bildet und dessen Axe mit der geraden Linie zusammenfällt, welche man durch die Sonne und das Auge legen kann. Unter den

Einfallswinkels von i und des Ablenkungswinkels d für violetes und rothes Licht:

Einfallswinkel	Ablenkungswinkel	
	für Roth	für Violet
0	180°	180°
40	86° 36'	88° 0'
60	56° 18'	58° 24'
70	50° 18'	53° 24'
80	53° 24'	56° 12'
90	67° 30'	70° 18'

Wenn ein rechtwinklig einfallender Strahl, an der Rückwand des Regentropfens reflectirt, die Vorderfläche wieder trifft, so tritt er zum Theil in der Richtung wieder aus, in der er gekommen war, der Winkel des eintretenden und austretenden Strahls ist für diesen Fall einmaliger innerer Spiegelung gleich Null; zum Theil erleidet er aber an der Vorderwand eine zweite Reflexion und tritt dann in einer Richtung aus, welche die Verlängerung des einfallenden Strahls bildet, die Ablenkung ist alsdann 180°. Trifft der einfallende Strahl nicht rechtwinklig auf den Tropfen, so nimmt die Totalablenkung nach zweimaliger innerer Spiegelung ab, wenn der Einfallswinkel wächst. Für einen Einfallswinkel von ungefähr 71° ist die Ablenkung ein Minimum, und zwar beträgt sie für die rothen Strahlen ungefähr 50°, für violette nahe 53½°. Für noch größere Einfallswinkel nimmt die Ablenkung wieder ab.

Nach den Zahlen der letzten Tabelle sind die beiden oberen Kurven der Fig. 1044 construirt, und zwar gilt die ausgezogene für die rothen, die punktirte für die violetten Strahlen. Man sieht aus dem Anblick der Figur, daß in der Nähe des Minimums der Ablenkung eine kleine Veränderung des Einfallswinkels keine bedeutende Veränderung in der Ablenkung hervorbringt, daß also in der Richtung der kleinsten Ablenkung ein Bündel ziemlich paralleler Strahlen austritt, und diese Strahlen sind die einzigen unter allen, welche, den Tropfen nach zweimaliger innerer Spiegelung verlassend, einen merklichen Lichteindruck hervorbringen können. Aus der für den ersten Regenbogen entwickelten Schlußweise ergiebt sich, daß man unter den geeigneten Umständen einen rothen Bogen sehen wird, dessen Halbmesser unter einem Winkel von 50°, und einen violetten, dessen Radius unter einem Winkel von 53½° erscheint. Die Breite des zweiten Regenbogens beträgt also ungefähr 3½°.

In Fig. 1044 stellt der Höhenunterschied der beiden concaven Gipfel der oberen Kurven die Breite des äußeren Regenbogens, die Höhendifferenz der gegen einander gekehrten Gipfel der beiden ausgezogenen Kurven die Breite

des Zwischenraums zwischen den beiden Regenbogen dar, welche ungefähr $7\frac{1}{2}^{\circ}$ beträgt.

Der äußere Regenbogen ist blasser, weil er durch Strahlen gebildet wird, welche eine zweimalige innere Spiegelung erlitten haben, da das Licht bei jeder Spiegelung eine Schwächung erleidet. Man würde noch einen dritten und einen vierten Regenbogen sehen können, welche durch Strahlen gebildet werden, die eine 3malige und eine 4malige innere Spiegelung erlitten haben, wenn diese Strahlen nicht zu lichtschwach wären.

522 Höfe und Nebensonnen. Oft sieht man, wenn der Himmel mit einem leichten Wolkenschleier überzogen ist, dicht um die Sonne und den Mond farbige Ringe. Sehr häufig sieht man diese Ringe nicht vollständig, sondern nur stückweise. Wenn man die Mondhöfe häufiger beobachtet als Sonnenhöfe, so liegt der Grund darin, daß das Licht der Sonne zu blendend ist; man sieht aber diese auch, sobald man das Bild der Sonne in ruhigem Wasser oder in einem auf der Rückseite geschwärzten Spiegel betrachtet.

Diese Höfe haben die größte Aehnlichkeit mit der Glorie, welche man um eine Kerzenflamme sieht, wenn man sie durch eine mit semen *Lycopodii* bestreute Glasplatte betrachtet (siehe Seite 248), und sicherlich sind die Höfe ebenso wie dieses Phänomen zu den Interferenzerscheinungen zu zählen; die Dunstbläschen vertreten die Stelle der feinen Staubtheilchen.

Bisweilen sieht man auch noch zwei größere farbige Kreise um die Sonne und den Mond, welche mit den Höfen nicht zu verwechseln sind; der Halbmesser des kleineren dieser hellen Ringe erscheint unter einem Winkel von 22 bis 23° , der des größeren aber unter einem Winkel von 46 bis 47° ; das Roth ist bei denselben nach innen gekehrt, der innere Rand ist schärfer, der äußere mehr verschwommen und weniger deutlich gefärbt. Selten erscheinen die beiden Kreise zu gleicher Zeit. Fig. 1046 stellt die Erscheinung dar, wie man sie wohl am häufigsten zu beobachten die Gelegenheit hat; es ist nämlich der kleinere Ring von 22 bis 23° Radius; er ist durch einen horizontalen lichten Streifen durchschnitten, welcher sich oft bis zur Sonne selbst erstreckt. Da, wo dieser Streifen den Lichtring durchschneidet, ist er am hellsten; diese hellen Stellen, welche man zu beiden Seiten der Sonne am äußeren Umfang des Ringes sieht, sind die Nebensonnen; bisweilen erscheint eine solche Nebensonne auch vertical über der Sonne im Gipfel des Ringes, oft erscheint hier aber auch ein Berührungsbogen, wie er in Fig. 1046 dargestellt ist. Oft sieht man die Nebensonnen auch ohne die Ringe, oder die Ringe ohne die Nebensonnen. Diese Ringe und die Nebensonnen erscheinen ebenfalls nie bei ganz heiterem Himmel, sondern nur, wenn derselbe mit einem Schleier überzogen ist.

Die erwähnten Ringe hat schon Mariotte durch eine Brechung des

Sechstes Kapitel.

Von der atmosphärischen Electricität.

523 **Erste Entdeckung der atmosphärischen Electricität.** Otto von Guericke, der berühmte Erfinder der Luftpumpe, war der Erste, welcher eine electriche Lichterscheinung beobachtete. Wall beobachtete ungefähr zu derselben Zeit einen lebhafteren Funken und ein stärkeres Geräusch, als er einen großen Harzcylinder rieb, und merkwürdiger Weise wurden die ersten durch Menschenhände hervorgebrachten electricen Funken auch sogleich mit dem Blitz verglichen. Dieser Funken und dieses Knacken, sagt Wall in seiner Abhandlung (Philos. transactions), scheinen gewissermaßen den Blitz und den Donner darzustellen. Die Analogie war überraschend; um aber ihre Wahrheit zu beweisen, um in einer so kleinen Erscheinung die Ursache und die Gesetze eines der großartigsten Phänomene der Natur zu erkennen, bedurfte es noch directer Beweise. Während man in Europa darüber hin und her redete, ob wohl der Blitz wirklich ein electriche Phänomen sey, wurde in Amerika der experimentelle Beweis geliefert. Nachdem Franklin mehrere electriche Entdeckungen, besonders über die Leidner Flasche und das Vermögen der Spizen gemacht hatte, kam er auf den glücklichen Gedanken, die Electricität in den Gewitterwolken selbst aufzusuchen; er schloß nämlich, daß Metallspizen, auf hohen Gebäuden aufgestellt, die Electricität der Wolken auffangen müßten. Mit Ungeduld erwartete er die Vollendung eines Glockenthurmes, welcher damals in Philadelphia aufgeführt werden sollte; endlich aber müde zu warten, nahm er zu einem anderen Mittel seine Zuflucht, welches noch sicherere Resultate geben mußte. Da es ja nur darauf ankam, einen Körper hoch genug in die Luft zu erheben, so dachte Franklin, daß ein Drache, ein Spielwerk der Kinder, ihm eben so gut dienen könnte, wie der höchste Thurm. Er benutzte das erste Gewitter, um den Versuch zu machen; nur von einer Person, seinem Sohne, begleitet, weil er fürchtete, sich lächerlich zu machen, wenn der Versuch mißglückte, begab er sich ins Freie und ließ den Drachen steigen. Eine Wolke, welche viel versprach, zog vorüber, ohne irgend eine Wirkung hervorgebracht zu haben; andere zogen vorüber, er bemerkte keinen Funken, kein Anzeichen von Electricität; endlich fingen die Fasern der Schnur an sich aufzustellen,

und es ließ sich ein Geräusch hören. Dadurch ermuthigt, hielt Franklin den Finger gegen das Ende der Schnur, und siehe da, ein Funke sprang über, dem bald noch mehrere andere folgten.

Franklin hatte seinen Versuch im Juni 1752 angestellt; er wurde überall mit demselben Erfolge wiederholt. De Romas zu Merac, war, durch den ersten Gedanken Franklin's geleitet, ebenfalls auf die Idee gekommen, einen Drachen statt der hochgestellten Spizen anzuwenden. Ohne von Franklin's Resultaten Kunde zu haben, erhielt er im Juni 1753 sehr kräftige Zeichen von Electricität, weil er die glückliche Idee hatte, in der Schnur ihrer ganzen Länge nach einen feinen Metalldraht anzubringen (Mem. des Savans étrangers t. II.). Im Jahre 1757 wiederholte De Romas seine Versuche und erhielt Funken von überraschender Größe. »Man denke sich,« sagt er, »Feuerstreifen von 9 bis 10 Fuß Länge und 1 Zoll Dicke, von einem Krachen begleitet, welches ebenso stark, ja stärker ist als ein Pistolenschuß. In weniger als einer Stunde erhielt ich zum mindesten 30 solcher Funken, tausend andere nicht zu zählen, welche 7 und weniger Fuß lang waren (Mem. des savans étrangers t. VI.)«.

Aller Vorsichtsmaßregeln ungeachtet, welche dieser geschickte Experimentator nahm, wurde er einmal durch die Heftigkeit des Schlages niedergeworfen.

Diese Versuche beweisen vollständig, daß der Blitz nur ein electrischer Funken ist.

Electricität während der Gewitter. Wenn man den electrischen 524 Zustand der Wolken untersucht, welche nach und nach über dem Drachen hinziehen, so erkennt man, daß sie bald mit positiver oder negativer Electricität geladen sind, bald sich aber auch im natürlichen Zustande befinden. Obgleich wir über die Vertheilung der Electricität in den Wolken nichts wissen, so ist doch wohl die Anziehung und Abstoßung der ungleich oder gleich electrisirten Wolken die Ursache der außergewöhnlichen Bewegungen, welche man während der Gewitter am Himmel beobachtet. Während dieser allgemeinen Bewegung der Atmosphäre sieht man Blitze den Himmel durchzucken und hört den Donner rollen. Diese beiden Erscheinungen wollen wir nun näher betrachten.

Manchmal sieht man den Blitz aus einer Wolke hervorbrechen und den Himmel weithin durchfurchen. Wenn man von hohen Bergen herab diese Erscheinung zu seinen Füßen beobachtet, so kann man ihre Ausdehnung besser schätzen; alle Beobachter stimmen darin überein, daß sie unter solchen Umständen Blitze gesehen haben, welche wenigstens eine Meile lang waren. Man weiß auch, daß aus derselben Wolke nach einander mehrere Blitze her-

vorsprühen. Endlich ist bekannt, daß die Blitze meistens einen Zickzack bilden; diese Form ist dem Blitz und dem electrischen Funken gemein.

Die Dampfbläschen, welche die Wolken bilden, sind nicht so vollkommene Leiter wie die Metalle, und ohne die Gesetze des Gleichgewichts und der Vertheilung in unvollkommenen Leitern zu kennen, ist es doch klar, daß sie sich nicht auf einmal so vollständig entladen, daß sie durch einen einzigen Funken in den natürlichen Zustand zurückgeführt werden können; somit erklärt es sich, daß aus einer Wolke mehrere Blitze hervorspringen können.

Die Länge des Blitzes scheint auch eine Folge der unvollkommenen Leitungsfähigkeit der Wolken und der Beweglichkeit der Theilchen zu seyn, aus denen sie bestehen. Von dem Conductor der besten Electrirmaschine kann man durch trockene Luft hindurch Funken von 1 Meter Länge erhalten; die Funken werden aber noch länger, wenn man sie über Stoffe von Wolle oder Seide schlagen läßt, welche mit etwas Staub bestreut sind; so müßte man auch durch einen Nebel hindurch längere Funken erhalten, wenn er nicht zu sehr die Spannung der Electricität verminderte. Um die Länge des Blitzes zu erklären, muß man demnach wohl annehmen, daß auf dem Wege, welchen der Blitz nimmt, die Dampftheilchen schon durch Vertheilung electricirt sind, und daß endlich, wenn der Blitz erscheint, sich das gestörte Gleichgewicht von Schicht zu Schicht wieder herstellt, daß gewissermaßen nur Funken von Theilchen zu Theilchen überspringen, daß aber die electriche Flüssigkeit nicht den ganzen Weg zwischen den weit entfernten Wolken durchläuft.

Der Donner ist nicht schwerer zu erklären, wie das Geräusch eines kleinen electrischen Funkens, er entsteht durch die Vibrationen der gewaltsam erschütterten Luft. Man sieht das Licht gleichzeitig auf der ganzen Bahn des Blitzes, und auf der ganzen Strecke entsteht auch gleichzeitig der Knall; da sich aber der Schall langsamer verbreitet als das Licht, da er in einer Secunde nur 340 Meter zurücklegt, so sieht man den Blitz eher als man den Donner hört; ein Beobachter, welcher sich nahe an dem einen Ende der Bahn des Blitzes befindet, wird den in allen Punkten gleichzeitig entstehenden Ton nicht gleichzeitig hören. Nehmen wir an, der Blitz sey 3400 Meter lang und der Beobachter befinde sich in der Verlängerung seiner Bahn, so wird der Schall von dem entfernteren Ende des Blitzes 10 Sekunden später ankommen als von dem zunächst gelegenen Ende. Da demnach der Schall von den verschiedenen Stellen des Blitzes nur nach und nach zum Ohre des Beobachters gelangt, so hört er also nicht einen momentanen Knall, sondern ein, je nach der Länge des Blitzes und seiner Stellung gegen die Bahn desselben, länger oder kürzer dauerndes Rollen des Donners, welches wohl noch durch ein Echo in den Wolken verstärkt wird.

Nicht allein bei Gewitterwolken, sondern auch bei heiterem Himmel kann man mit Hülfe guter Electroscopie die Existenz einer electricischen Spannung in der Atmosphäre nachweisen.

Ueber den Ursprung der atmosphärischen Electricität wissen wir so gut wie nichts, obgleich über diesen Gegenstand schon gewaltig viel geschrieben worden ist. Einige meinen, daß die Electricität der Gewitterwolken durch eine rasche Condensation des atmosphärischen Wasserdampfes entstehe, daß also die Electricität eine Folge der schnellen Bildung dichter Wolken sey. — Den schon im ersten Bande, Seite 518 bis 521, angeführten Versuchen zufolge wird durch die Verdunstung des Wassers, welches bald mehr, bald weniger fremde Substanzen gelöst enthält, durch jede Verbrennung, ja selbst durch die Vegetation Electricität entwickelt, und es ist wahrscheinlich, daß wenigstens die Verdunstung eine Quelle der atmosphärischen Electricität ist.

Die Schwierigkeiten, welche sich einer genügenden Erklärung der atmosphärischen Electricität entgegenstellen, sind wohl besonders darin zu suchen, daß wir wohl das Verhalten fester Körper gegen die Electricität, aber nicht das der gasförmigen Körper, der Dämpfe und der Wolken kennen; auch ist es schwer, hierüber entscheidende Versuche anzustellen, weil alle electricischen Erscheinungen, die wir im Kleinen an Gasen und Dämpfen etwa beobachten könnten, zu sehr durch die Nähe fester, bald mehr, bald weniger leitender Körper modificirt sind, und man deshalb nicht mit Sicherheit auf die Bildung und Vertheilung der Electricität in höheren Lustregionen schließen kann.

Wirkungen des Blitzes auf der Erde. Denken wir uns, daß eine 525 Gewitterwolke 2000 bis 6000 Meter hoch über dem Meere oder über einem großen See schwebt; nehmen wir z. B. an, sie sey positiv electricisch, so wird sie vertheilend wirken, die positive Electricität im Wasser wird zurückgestoßen, die negative aber an der Oberfläche des Wassers angehäuft; diese Anhäufung kann so bedeutend seyn, daß sie eine merkliche Erhebung des Wassers bewirkt, es wird sich eine große Woge, ein Wasserberg bilden können, welcher so lange bleibt als dieser electricische Zustand dauert, der auf dreierlei Weise endigen kann. 1) Wenn sich die Electricität der Wolke allmählig verliert, ohne daß ein Entladungsschlag erfolgt, so wird sich auch der natürlich-electricische Zustand des Wassers allmählig wieder herstellen. 2) Wenn ein Blitz zwischen der Gewitterwolke und einer andern, oder zwischen der Wolke und einem entfernteren Ort der Erde überschlägt, wenn also die Wolke plötzlich entladen wird, so muß die an der Oberfläche des Wasserberges angehäuften Electricität auch rasch wieder ab-, die bisher abgestoßene rasch wieder zufließen, es findet eine plötzliche Ausgleichung, ein Rückschlag Statt. 3) Wenn die Gewitterwolke sich nahe genug befindet und wenn sie stark genug mit Electricität geladen ist, so schlägt der Blitz über. Dieser

directe Schlag bringt in der Regel eine bedeutendere Bewegung, ein stärkeres Aufwallen des Wassers hervor als der Rückschlag. Ein solcher Schlag findet nicht ohne mächtige mechanische Wirkung auf die ponderabeln Elemente Statt.

Betrachten wir nun die Wirkungen der Gewitterwolken auf dem Lande.

Eine allmälige Zerlegung und Wiedervereinigung der Electricität bringt keine sichtbaren Wirkungen hervor, es scheint jedoch, daß solche Störungen des electrischen Gleichgewichts durch organische Wesen, und namentlich durch nervenkrankte Personen, empfunden werden können.

Der Rückschlag ist stets weniger heftig als der directe; es giebt kein Beispiel, daß er eine Entzündung veranlaßt habe, dagegen fehlt es nicht an Beispielen, daß Menschen und Thiere durch den Rückschlag getödtet worden sind; man findet an ihnen in diesem Falle durchaus keine gebrochenen Glieder, keine Wunden und keine Brandspuren.

Die furchtbarsten Wirkungen bringt der directe Schlag hervor. Wenn der Blitz einschlägt, so bezeichnet er die Stelle, wo er den Boden trifft, durch ein oder mehrere, bald mehr, bald minder tiefe Löcher.

Alles, was sich über die Ebene erhebt, ist vorzugsweise dem Blitzschlag ausgesetzt; daher kommt es, daß so oft Thiere mitten in der Ebene erschlagen werden; unter sonst gleichen Umständen ist man jedoch auf einem nichtleitenden Boden sicherer als auf einem gutleitenden.

Bäume sind schon durch Säfte, welche in ihnen circuliren, gute Leiter; wenn eine Gewitterwolke über ihnen hinzieht, so findet in den Bäumen eine starke Anhäufung von Electricität Statt, und deshalb sagt man mit Recht, daß Bäume den Blitz anziehen; man darf deshalb während eines Gewitters unter Bäumen, namentlich unter einsam stehenden Bäumen, ja selbst unter einsam in der Ebene stehenden Sträuchen keinen Schutz suchen.

Gebäude sind in der Regel aus Metall, Steinen und Holz zusammengefeßt. Wegen der ungleichen Leitungsfähigkeit dieser Substanzen ist auch die Wirkung der Gewitterwolken auf dieselben sehr verschieden. Wenn der Blitz einschlägt, so trifft er vorzugsweise die besseren Leiter, mögen sie nun frei oder durch schlechtere Leiter eingehüllt seyn; die vertheilende Kraft der atmosphärischen Electricität wirkt auf den in die Wand eingeschlagenen Nagel eben so gut, wie auf die frei in die Luft ragende Windfahne.

Die mechanischen Wirkungen des Blitzes sind in der Regel sehr heftig. Wenn der Blitz in ein Zimmer einschlägt, so werden die Möbel umgestürzt und zertrümmert, Metallstücke werden herausgerissen und fortgeschleudert. Bäume werden vom Blitz gespalten und zersplittert, gewöhnlich aber kann man vom Gipfel bis zum Boden eine mehrere Centimeter breite und tiefe Furche verfolgen, die abgeschälte Rinde und die ausgerissenen Spähne findet man weit weggeschleudert, und am Fuß des

Baumes sieht man oft ein Loch, durch welches das electriche Fluidum sich in den Boden verbreitete.

Die physikalischen Wirkungen des Blitzes beweisen eine mehr oder minder bedeutende Temperaturerhöhung. Wenn der Blitz ein Strohdach, trocknes Holz, ja grüne Bäume trifft, so findet eine Verkohlung, meistens sogar eine Entzündung Statt; bei Bäumen findet man jedoch seltner Spuren von Verkohlung. Metalle werden durch den Blitz stark erhitzt, geschmolzen oder verflüchtigt. Wiederholte Blitzschläge bringen auf hohen Bergen sichtbare Spuren von Schmelzung hervor; *Saussure* bemerkte sie auf dem Gipfel des Montblanc in Hornblendeschiefer, *Ramond* auf dem Gipfel des Montperdu in Glimmerschiefer und auf dem Puy de Dome in Porphyr; endlich sahen *Humboldt* und *Bonpland* auf dem Gipfel des Vulkans von Toluca auf einer Ausdehnung von mehr als zwei Quadratfuß hin die Oberfläche der Felsen verglast, an einigen Stellen fanden sie sogar Löcher, welche innen mit einer glasigen Kruste überzogen waren.

Ein interessantes Beispiel von Schmelzung durch den Blitz erzählt uns *Withering* (*Phil. transact.* 1790). Am 3. September 1789 schlug der Blitz in eine Eiche im Park des Grafen von *Aylesford* ein und tödtete einen Menschen, welcher unter diesem Baume Schutz gesucht hatte. Der Stock, welchen der Unglückliche trug, scheint besonders den Blitz geleitet zu haben, weil sich da, wo der Stock auf dem Boden aufgestützt war, ein Loch von 5 Zoll Tiefe und $2\frac{1}{2}$ Zoll Durchmesser fand. Das Loch wurde alsbald von *Withering* untersucht, und es fanden sich in demselben nur einige verbrannte Wurzelfasern. Der Lord *Aylesford* wollte nun an dieser Stelle eine Pyramide mit einer Inschrift errichten lassen, welche davor warnen sollte, bei Gewittern unter Bäumen Schutz zu suchen. Beim Graben des Fundamentes fand man den Boden in der Richtung des Loches bis zu einer Tiefe von 10 Zoll geschwärzt, und 2 Zoll tiefer fand man in dem quarzigen Boden deutliche Spuren von Schmelzung. Unter andern fand sich ein Quarzstück, dessen Kanten und Ecken vollkommen geschmolzen waren, und eine durch die Hitze zusammengebackene Sandmasse, in welcher sich eine Höhlung befand, in der die Schmelzung so vollkommen war, daß die geschmolzene Quarzmasse an den Seiten der Höhlung heruntergesclossen war.

Endlich müssen hier noch die sogenannten Blitzröhren erwähnt werden, welche man in den sandigen Ebenen von Schlesien, von Ostpreußen, von Cumberland und in Brasilien, nahe bei Bahia, findet. Diese Röhren sind oft 8 bis 10 Meter lang, ihr äußerer Durchmesser beträgt gewöhnlich 5 Centimeter, ihr innerer einige Millimeter; die innere Fläche ist vollkommen verglast, die äußere ist rauh, sie sieht aus wie eine mit zusammen-

gebackenen Sandkörnern bedeckte Kruste; man findet sie bald in verticaler, bald in schräger Richtung im Sande; am unteren Ende verzweigen sie sich gewöhnlich und werden nach und nach spitzer. Fiedler, welcher über diesen Gegenstand viele interessante Beobachtungen gemacht hat (Gilbert's Annal. LV. u. LXI.), bemerkt, daß sich in einer gewissen Tiefe unter der Oberfläche der Sandebenen Wassermulden befinden, und er betrachtet die Bligröhren dadurch entstanden, daß der Blitz durch den Sand nach dem Wasser durchschlägt.

Um einen Begriff von den fürchterlichen Wirkungen des Blitzes zu geben, mag hier eine Beschreibung des Unglücks folgen, welches sich am 11. Juli 1819 zu Chateauneuf-les-Moustiers ereignete, wie es durch den Generalvicar Trincalpe von Digne an die Akademie der Wissenschaften berichtet wurde.

Im Arrondissement von Digne, im südöstlichen Theile des Departements der Niederalpen, an die kleine Stadt Moustiers gränzend, welche durch ihre Fanencemanufacturen bekannt ist, liegt das Dorf Chateauneuf. Es ist auf der Höhe und an dem Abhang eines der Vorgebirge der Alpen gelegen, welche das Amphitheater von Moustiers bilden; es besteht aus 14 Häusern, welche um das Pfarrhaus und um die Kirche herum liegen; außerdem liegen noch 105 Wohnungen als Höfe zerstreut auf dem Abhang des Gebirges.

Am Sonntag, den 11. Juli 1819 ging der Pfarrer von Moustiers als bischöflicher Commissair nach Chateauneuf, um daselbst einen neuen Rector zu installiren. Gegen 10 $\frac{1}{2}$ Uhr begab man sich in Procession aus dem Pfarrhaus in die Kirche; das Wetter war schön, man bemerkte nur einige dunkle Wolken. Der neue Rector begann das Hochamt zu halten.

Ein junger Mensch von 18 Jahren, welcher den Pfarrer von Moustiers begleitet hatte, sang eben die Epistel, als man drei Donnerschläge hörte, welche dem Blitze rasch folgten; das Missale wurde ihm aus den Händen geschleudert und zerrissen; er selbst fühlte sich am Körper durch die Flamme gleichsam gepackt, die ihn auch am Halse ergriff. Durch eine unwillkürliche Bewegung schloß der junge Mensch den Mund, nachdem er zuerst entsetzlich geschrien hatte, er wurde niedergeworfen und auf die in der Kirche versammelten Personen gewälzt, welche vor die Thür stürzten. Als er zu sich selbst gekommen war, dachte er zuerst daran, in die Kirche zurückzukehren, um sich zu dem Pfarrer von Moustiers zu begeben, den er ohne Bewußtsein fand. Der junge Mensch lenkte die Aufmerksamkeit und die Sorge derjenigen, welche, leichter verletzt, noch Hülfe leisten konnten, auf den ehrwürdigen unglücklichen Pfarrer. Man hob ihn auf, löschte die Flamme seiner Kleider, und mit Hülfe von Essig rief man ihn nach zweistündiger Betäubung ins Leben zurück. Er spie Blut. Den Donner versicherte er nicht gehört und

nichts von Allem gewußt zu haben, was vorgegangen war. Man brachte ihn in das Pfarrhaus. Das electrische Fluidum hatte den oberen Theil der Goldborden seiner Stola stark verlegt und hatte im Herunterlaufen einen seiner Schuhe fortgeschleubert, den man am Ende der Kirche mit zerbrochener Metallschnalle fand. Der Stuhl, auf welchem er gesessen hatte, war zerbrochen. Erst nach zwei Monaten vernarbten die Wunden, deren er 5 erhalten hatte. Während dieser Zeit wurde er durch Schlaflosigkeit ermattet, die Arme waren gelähmt, und er litt viel bei Witterungsveränderungen.

Ein Kind wurde von den Armen seiner Mutter 6 Schritte weit fortgeschleubert; es wurde erst in das Leben zurückgerufen, als man es ins Freie brachte. Die Kirche war mit einem dicken schwarzen Rauch erfüllt; man konnte die verschiedenen Gegenstände nur mittelst der Flammen der durch den Blitz entzündeten Gegenstände erkennen. Acht Personen blieben todt auf dem Plage. Ein Mädchen von 19 Jahren starb des andern Tages unter schrecklichen Schmerzen. 82 Personen waren verwundet.

Der celebrirende Priester war nicht vom Blitz getroffen worden, vielleicht weil er ein seidenes Gewand trug.

Eine Frau, welche auf dem Gebirge westlich von Chateauf in einer Hütte war, sah dreimal nach einander Feuermassen herabfallen, welche das ganze Dorf in Asche legen zu müssen schienen.

Wahrscheinlich hatte der Blitz zuerst das Kreuz auf dem Thurme getroffen, welches man in einer Entfernung von 16 Metern in einer Felspalte stecken fand. Das electrische Feuer drang dann durch ein in das Gewölbe geschlagenes Loch in die Kirche; die Kanzel war zertrümmert. Man fand in der Kirche eine Höhlung von $\frac{1}{2}$ Meter Durchmesser, welche bis auf das Straßenpflaster ging; eine andere führte bis in einen Stall, in welchem man 5 Schafe und 1 Pferd todt fand.

Die Blitzableiter bestehen aus einer zugespitzten Metallstange, welche 526 in die Luft hineinragt, und einem guten Leiter, welcher die Stange mit dem Boden verbindet. Folgende Bedingungen müssen erfüllt sein, wenn sie ihren Zweck erfüllen sollen:

- 1) Die Stange muß in eine sehr feine Spitze zulaufen.
- 2) Die Verbindung mit dem Boden muß vollkommen leitend seyn.
- 3) Von der Spitze bis zum unteren Ende der Leitung darf keine Unterbrechung stattfinden.

- 4) Alle Theile des Apparates müssen die gehörigen Dimensionen haben.

Wenn eine Gewitterwolke über dem Blitzableiter schwebt, so werden die verbundenen Electricitäten des Stabes und der Leitung zerlegt, diejenige Electricität wird abgestoßen, welche mit der der Wolke gleichnamig ist, und sie kann sich frei im Boden verbreiten, die entgegengesetzte Electricität aber wird nach der Spitze gezogen, wo sie frei in die Luft ausströmen kann; auf diese

Weise ist keine Anhäufung von Electricität im Blitzableiter möglich. Während so der Blitzableiter in Thätigkeit ist, während ihn die entgegengesetzten Electricitäten in entgegengesetzter Richtung durchströmen, kann man sich ihm ohne Gefahr nähern, man kann ihn ohne Gefahr berühren, denn wo keine electricische Spannung vorhanden ist, ist auch kein Schlag zu befürchten.

Nehmen wir nun an, eine der drei zuerst genannten Bedingungen sey nicht erfüllt, die Spitze sey stumpf, die Leitung zum Boden sey unvollkommen oder unterbrochen, so ist klar, daß eine Anhäufung von Electricität im Blitzableiter nicht allein möglich, sondern auch, daß sie unvermeidlich ist; er bildet dann einen geladenen Conductor, in welchem eine ungeheure Menge von Electricität angehäuft seyn kann, man kann bald schwächere, bald stärkere Funken aus ihm ziehen.

Wenn nur die Spitze stumpf ist, so kann der Blitz einschlagen, allein er wird der Leitung folgen, ohne das Gebäude zu zerstören.

Wenn die Leitung unterbrochen oder die Verbindung mit dem Boden unvollkommen ist, so kann der Blitz ebenfalls einschlagen, er wird sich aber auch seitwärts auf andere Leiter verbreiten und eben solche Zerstörungen anrichten, als ob gar kein Blitzableiter vorhanden gewesen wäre.

Noch mehr: ein Blitzableiter, welcher diese Fehler hat, ist sehr gefährlich, selbst wenn der Blitz nicht einschlägt; denn wenn an irgend einer Stelle der Leitung die Electricität hinlänglich angehäuft ist, so kann ein Funken seitwärts überspringen, welcher irgend Gegenstände zertrümmern oder entzünden kann. Man kann dafür ein trauriges Beispiel anführen. *Richmann*, Professor der Physik in Petersburg, wurde von einem Funken plötzlich getödtet, welcher dem Blitzableiter entfuhr, der in sein Haus heruntergeleitet war und dessen Leitung er unterbrochen hatte, um die Electricität der Wolken zu untersuchen. *Sokolow*, Kupferstecher der Akademie, sah wie der Funken *Richmann* auf die Stirne traf.

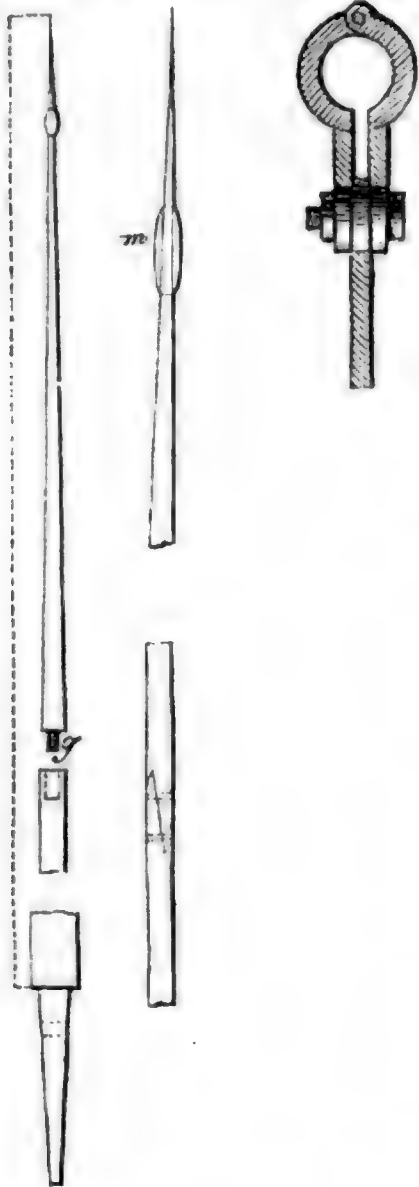
Nachdem wir angegeben haben, welche Bedingungen erfüllt seyn müssen, wenn ein Blitzableiter wirksam seyn soll, und welche Gefahren daraus entspringen, wenn man sie vernachlässigt, bleibt noch Einiges über die practische Ausführung der Blitzableiter zu sagen übrig. *Gay-Lussac* hat unter den Auspicien der Akademie der Wissenschaften und auf das Verlangen des Ministers des Innern eine Instruction über diesen Gegenstand verfaßt, welche nichts zu wünschen übrig läßt und aus der wir aber hier nur das Wesentlichste anführen können.

Die Stange des Blitzableiters ist ungefähr 9 Meter lang; sie ist aus drei Stücken zusammengesetzt, nämlich

einer Eisenstange von	8,6	Meter	Länge
einem Messingstabe von	0,6	„	„
einer Platinnadel von	0,05	„	„

Zusammen bilden sie einen von unten nach oben gleichmäßig zulaufenden Kegel, Fig. 1047.

Die Platinnadel ist an den Messingstab mit Silber angelöthet, und die Verbindungsstelle mit einer Hülle von Kupfer umgeben, wie man dies Fig. 1048 deutlicher sieht.



Der Messingstab ist in die Eisenstange eingeschraubt und dann noch durch Querstifte befestigt.

Die Eisenstange ist manchmal, um den Transport zu erleichtern, aus zwei Stücken zusammengesetzt, von denen das eine mittelst eines 2 Decimeter langen Zapfens in das andere hineingesteckt und dann mittelst eines Querstiftes befestigt ist.

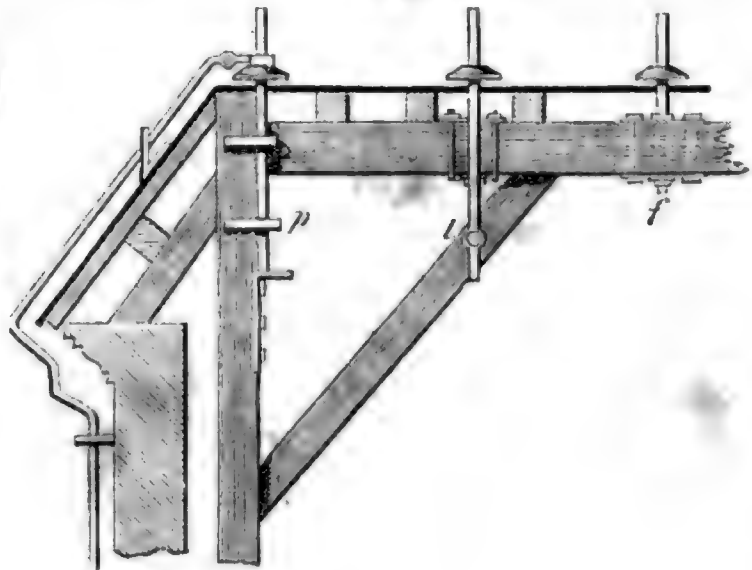
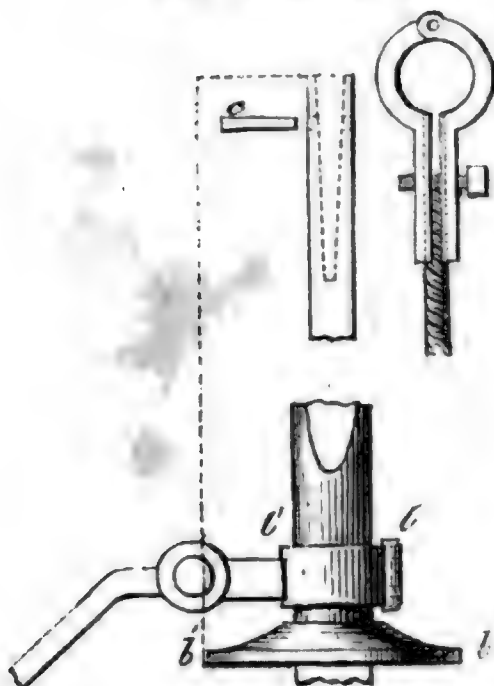
In Fig. 1050 sieht man drei verschiedene Arten, nach welchen die Stange auf einem Gebäude befestigt werden kann.

Unterhalb der Stange, 8 Centimeter weit vom Dach, ist eine Platte $b\ b'$, Fig. 1049, angelöthet, um das Wasser abzuleiten. 5 Centimeter über dieser Platte muß die Stange cylindrisch und vollkommen gut abgedreht seyn, damit man ein Charnier $l\ l'$, Fig. 1049 und 1051, darum legen kann, an welchem die Leitstangen befestigt werden.

Der Leiter ist eine quadratische Eisenstange,

Fig. 1049. §. 1052.

Fig. 1050.



deren Seite 15 bis 20 Millimeter beträgt und welche an dem Ring *l l'* mittelst Schrauben befestigt ist.

Die Leitstange wird über das Dach her und an dem Gebäude herunter in den Boden geleitet. Alles kommt darauf an, die Leitstange mit dem Boden möglichst gut in leitende Verbindung zu bringen. Wenn irgend ein Brunnen in der Nähe ist, welcher nicht austrocknet, oder wenn man ein Loch bis zu der Tiefe bohren kann, in welcher sich beständig Wasser findet, so reicht es hin, die Stange hineinzuleiten, indem man sie in mehrere Arme theilt. Um die Berührungspunkte zu vermehren, führt man die Stange durch Windungen zu dem Brunnen oder dem Bohrloch, welche man dann mit Holzkohlen ausfüllt. Dies gewährt den doppelten Vortheil, daß auf diese Weise das Eisen besser vor Rost geschützt wird und daß es mit einem sehr guten Leiter, der Kohle, in Berührung ist.

Wenn man kein Wasser in der Nähe hat, muß man die Stange wenigstens durch einen langen Kanal, der mit Kohlen ausgefüllt wird, an einen feuchten Ort leiten. Der größeren Sicherheit wegen kann man die Leitstange auch noch in Seitenkanäle verzweigen.

Häufig wendet man statt der Leitstange ein von Kupferdraht gewundenes Seil an wie Fig. 1052.

Wenn man leicht einsieht, daß der Blitz nicht in einen nach diesen Principien construirten Blitzableiter schlägt, so ist es nicht schwieriger zu begreifen, daß er auch in einiger Entfernung vom Blitzableiter nicht einschlagen kann. Die Electricität, welche in reichlichem Maße durch die Spitze ausströmt, wird durch die Gewitterwolke angezogen, und neutralisirt, daselbst angekommen, einen Theil der ursprünglichen Electricität dieser Wolke. Wenn also eine Gewitterwolke dem Blitzableiter nahe genug ist, um vertheilend wirken zu können, so wird auch sogleich ihre electricische Kraft durch das Zuströmen der entgegengesetzten Electricität aus der Spitze geschwächt. Je mehr sich die Wolke nähert, desto stärker wirkt ihre vertheilende Kraft, desto mehr wird sie aber auch durch das Zuströmen der entgegengesetzten Electricität neutralisirt.

Die Wirksamkeit des Blitzableiters ist jedoch noch an einige andere Bedingungen geknüpft. Wenn er von anderen in der Nähe befindlichen Gegenständen überragt wird, so kann die Electricität der Wolke auf diese stärker wirken als auf den Blitzableiter, es ist also ein Schlag möglich; ebenso wenn bedeutende Metallmassen, etwa eiserne Stangen oder eine metallische Dachbedeckung, sich in der Nähe des Blitzableiters befinden. In dem letzteren Falle muß man diese Metallmassen möglichst gut in leitende Verbindung mit dem Blitzableiter bringen, damit die angezogene Electricität ungehindert durch die Spitze ausströmen kann. Es ist demnach gefährlich, die metallene Dachbedeckung von dem Blitzableiter zu isoliren, wie dies einige Practiker vorge-

schlagen haben. Glücklicher Weise sind die Mittel, welche sie zur Isolirung angewandt haben, nicht ausreichend, um ihren Zweck zu erfüllen, und so haben sie nur etwas Unnützes gemacht.

Die Erfahrung zeigt, daß ein mit allen Vorsichtsmaßregeln angelegter Blitzableiter von den angegebenen Dimensionen einen Umkreis von ungefähr 20 Metern Radius schützt.

Geographische Verbreitung der Gewitter. In der heißen Zone⁵²⁷ sind die Gewitter sehr häufig, namentlich zu Anfang und zu Ende der nassen Jahreszeit, in der Region der Calmen aber findet fast täglich ein Gewitter Statt; sie sind dort ungleich heftiger als in unseren Gegenden. In höheren Breiten werden die Gewitter seltener; im westlichen Europa und in Deutschland kommen ungefähr 20 Gewitter auf das Jahr, in Petersburg und Moskau 17, in Stockholm 9, in Bergen 6; in noch nördlicheren Gegenden sind sie noch seltener, so daß oft mehrere Jahre vergehen, ohne daß man einmal donnern hört.

Im westlichen Europa fällt ungefähr die Hälfte aller im Laufe eines Jahres stattfindenden Gewitter auf den Sommer, auf den Winter ungefähr $\frac{1}{10}$. In Deutschland und der Schweiz sind die Gewitter im Sommer noch zahlreicher, Wintergewitter aber sind hier eine Seltenheit; noch weiter im Innern von Europa giebt es gar keine Wintergewitter mehr. Auf der Westküste von Norwegen, in Bergen, wo im Laufe eines Jahres im Durchschnitt 6 Gewitter stattfinden, kommen dagegen ungefähr 2—3 Gewitter auf den Winter und nur 1—2 auf den Sommer. Auch auf der Westküste von Nordamerika und den Ostküsten des adriatischen Meeres sind die Wintergewitter vorherrschend.

Siebentes Kapitel.

Vom Erdmagnetismus.

528 Die Wirkung, welche der Erdmagnetismus an irgend einem Orte der Erde ausübt, ist durch die Declination, die Inclination und die Intensität bestimmt. Mit rastlosem Eifer haben gelehrte Reisende in allen Welttheilen und in den verschiedensten Gegenden der Meere diese Elemente zu bestimmen gesucht; die Resultate ihrer Forschungen hat man auf den Erdkarten durch drei verschiedene Systeme von Linien zusammengefaßt, welche man die isogonischen, die isoclinischen und die isodynamischen genannt hat.

Die isogonischen Linien sind diejenigen, für welche in allen Punkten die Declination dieselbe ist; solche Karten, in welche man die isogonischen Linien aufgetragen hat, nennt man Declinationskarten. Die erste Karte der Art hat Halley im Jahre 1700 construirt. Da die Elemente des Erdmagnetismus fortwährend sich ändern, so kann eine solche Karte den Lauf der isogonischen Linien nur für eine bestimmte Zeit angeben; in der That weicht die von Hansteen für das Jahr 1780 entworfene Declinationskarte schon sehr bedeutend von der Halley'schen ab, und jetzt ist natürlich der Lauf der isogonischen Linien nicht mehr derselbe wie er im Jahr 1780 war. Die neuesten Declinationskarten sind von Adolf Ermann und Barlow entworfen. Ermann hat die isogonischen Linien nach den in den Jahren 1827 bis 1830 beobachteten Werthen der Declination construirt; Barlows Karte ist für das Jahr 1833 entworfen.

Die Karten Fig. 1053, 1054 und 1055 stellen die isogonischen Linien dar, wie sich ihr Lauf aus den nach der Gauß'schen Theorie des Erdmagnetismus, von der alsbald die Rede seyn wird, berechneten Werthen der Declination ergibt, und zwar für den Erdgürtel zwischen dem 70. Grade nördlicher und südlicher Breite in Merkatorprojection, für die Umgebungen der Pole aber, weil der Lauf der Kurven in der Nähe derselben in dieser Projection zu sehr verzerrt erscheinen würde, in Polarprojection dargestellt, wie dies auch bei den folgenden Inclinations- und Intensitätskarten der Fall ist.

gnetische Pol, in welchem alle isogonischen Linien zusammenlaufen, ist allerdings ein magnetisch ausgezeichnete Punkt; denn denken wir uns ganz in der Nähe dieses Pols um denselben einen Kreis gezogen, so wird für alle Punkte dieses Kreises die horizontale Magnetnadel nach diesem Pole hin gerichtet seyn; der Nordpol und der Südpol der Erde sind aber durchaus keine magnetisch ausgezeichneten Punkte, obgleich die isogonischen Linien sich in diesen Polen schneiden; sehen wir nun, woher dies kommt. Auf dem Nordpol selbst fällt die Richtung der horizontalen Magnetnadel sehr nahe mit der Richtung des 60. Längengrades zusammen; in der Nähe dieses Pols rings um denselben herum wird nun die Magnetnadel fast ganz dieselbe Richtung haben, rings um den Pol herumgehend wird man aber deshalb der Reihe nach alle möglichen Werthe der Declination finden, weil alle Mittagslinien nach dem Pole convergiren; eine und dieselbe Richtung der Magnetnadel macht also verschiedene Winkel mit den von allen Seiten her nach dem Pol zusammenlaufenden Meridianen.

Ähnliche Verwickelungen werden wir bei den folgenden Karten nicht wiederfinden.

Diese Kärtchen können natürlich schon wegen ihrer Kleinheit keinen Anspruch auf Genauigkeit machen, ihr Zweck ist auch nur, ein Bild vom Laufe der magnetischen Kurven zu geben.

Die Karten Fig. 1055 und 1056 stellen den Lauf der isoklinischen Linien dar. Die isoklinischen Linien verändern sich im Laufe der Zeit wie die isogonischen. Die erste Inclinationskarte wurde im Jahre 1780 von Hansteen construiert; der jetzige Lauf der isoklinischen Linien weicht schon bedeutend von der damaligen Lage dieser Linien ab.

Die Linie auf der Erdoberfläche, für welche die Inclination gleich 0 ist, auf welcher also die Inclinationsnadel wagerecht steht, ist der magnetische Aequator. Nördlich vom magnetischen Meridian ist das Nordende, südlich von demselben ist das Südende der Inclinationsnadel nach unten gerichtet.

Die magnetischen Pole der Erde sind diejenigen Stellen der Erdoberfläche, auf welchen die Inclinationsnadel vertical steht, wo also der horizontale Antheil der magnetischen Erdkraft ganz verschwindet. Solcher magnetischen Pole giebt es zwei auf der Erdoberfläche, nämlich einen nördlichen und einen südlichen. Nach der Gauß'schen Theorie liegt der nördliche magnetische Pol $3^{\circ} 30'$ nördlich von dem Orte, wo ihn der Capitain Ross fand; beim südlichen magnetischen Pol wird man, wie Gauß bemerkt, wohl noch eine bedeutend größere Verschiebung zu erwarten haben.

Man kann sich über diese Differenzen zwischen der Rechnung und der Beobachtung nicht wundern, wenn man bedenkt, daß die Data, welche Gauß zur Ausführung seiner Theorie zu Grunde legen konnte, selbst mehr

529 Theorie des Erdmagnetismus. Die einfachste und älteste Hypothese, welche zur Erklärung der Erscheinungen des Erdmagnetismus aufgestellt worden, ist die, einen kleinen Magneten im Mittelpunkte der Erde anzunehmen, oder vielmehr anzunehmen, der Magnetismus sey in der Erde so vertheilt, daß die Gesamtwirkung nach außen der Wirkung eines fingirten kleinen Magneten im Mittelpunkt der Erde gleich sey. Daß eine solche Annahme sich mit den Beobachtungen nicht verträgt, sieht man auf den ersten Blick. Nach dieser Hypothese wären die magnetischen Pole diejenigen Punkte der Erdoberfläche, in welchen dieselbe von der verlängerten Axe des Centralmagneten getroffen wird; in diesen Polen müßte zugleich die Intensität ein Maximum seyn; der magnetische Aequator wäre ein größter Kreis, und alle isoclinischen Linien mit demselben parallel u. s. w. Tobias Mayer hat diese Hypothese dadurch modificirt, daß er den fingirten Magneten um den 7. Theil des Erdhalbmessers von dem Mittelpunkt der Erde entfernt annahm; Hansteen versuchte, die Erscheinungen durch die Annahme von zwei kleinen Magneten von ungleicher Lage und Stärke zu erklären. Alle diese Versuche gaben jedoch keine genügenden Resultate.

Gauß hat endlich einen anderen Weg eingeschlagen, indem er nicht wie seine Vorgänger von einer einfachen Hypothese über die magnetische Vertheilung in der Erde ausging und dann die Resultate dieser Hypothese mit der Erscheinung verglich, sondern er suchte gleich die Frage zu beantworten: wie muß dieser große Magnet beschaffen seyn, um den Erscheinungen Genüge zu leisten?

Die Gauß'sche Theorie läßt sich ohne Hülfe höherer Rechnung nicht entwickeln, da es sich hier darum handelt, das Zusammenwirken aller magnetischen Kräfte, die keineswegs gleichförmig und regelmäßig vertheilt sind, in mathematischen Formen darzustellen; wir müssen uns also darauf beschränken, die Grundideen dieser Theorie anzudeuten.

Die Grundlage der Gauß'schen Theorie ist die Voraussetzung, daß die erdmagnetische Kraft die Gesamtwirkung der magnetisirten Theile des Erdkörpers ist. Das Magnetisirtseyn stellt er sich als eine Scheidung der magnetischen Flüssigkeit in der Weise vor, wie wir dies schon im ersten Theile, Seite 332, entwickelt haben. Eine Vertauschung dieser Vorstellungsart mit der Amper'schen würde in den Resultaten nichts ändern. Dies vorausgesetzt, wird die Gesamtheit aller magnetisirten Theile des Erdballs auf jeden Punkt im Raum eine bestimmte Wirkung ausüben, und diese Wirkung wird von einem Punkte des Raums zum andern sich ändern müssen. Wir haben hier nur diejenigen Punkte des Raumes zu betrachten, welche auf der Erdoberfläche liegen. Zunächst ist demnach klar, wie auch der freie Magnetismus im Innern der Erde vertheilt seyn mag, die Wirkung wird in verschiedenen Punkten der Erdoberfläche nicht dieselbe seyn,

sie wird von der geographischen Länge und Breite des Ortes abhängen, den man gerade betrachtet. Die Wirkungen des Erdmagnetismus müssen sich also durch Gleichungen ausdrücken lassen, in denen die Länge und die Breite die veränderlichen Größen sind, die Constanten dieser Gleichungen aber hängen von der Art und Weise ab, wie der freie Magnetismus in der Erde vertheilt ist.

Zunächst entwickelt Gauß auf diese Weise eine Gleichung für den Werth des magnetischen Potentials, einer Größe, aus welcher sich die Werthe der nördlichen, westlichen und verticalen Componente der erdmagnetischen Kraft und aus diesen dann wieder Declination, Inclination und totale Intensität leicht berechnen lassen.

Das magnetische Potential, welches also zunächst als eine wichtige Hülfsgröße für die Berechnung des Erdmagnetismus dient, hat aber auch eine physikalische Bedeutung. Denken wir uns an irgend einer Stelle, der Erdoberfläche eine verticale Röhre angebracht, deren Querschnitt 1 Quadratmillimeter beträgt, und diese Röhre bis zu einer Höhe, in welcher die Wirkung des Erdmagnetismus unmerklich wird, mit nordmagnetischem Fluidum in der Weise gefüllt, daß jedes Kubikmillimeter 1 Maaß (nach der bekannten absoluten Einheit) dieses Fluidums enthält, so stellt uns das magnetische Potential den Druck dar, welchen der Boden dieser Röhren dadurch auszuhalten hat, daß der Erdmagnetismus die in der Röhre enthaltene Flüssigkeit anzieht; da, wo das nordmagnetische Fluidum von dem Erdmagnetismus abgestoßen werden würde, hat man sich die Röhre in gleicher Weise mit süd magnetischem Fluidum gefüllt zu denken.

In den Karten Fig. 1059 und Fig. 1060 (S. 602 und 603) sind die Linien gleicher Werthe des magnetischen Potentials dargestellt; die beige-schriebenen Zahlen beziehen sich nicht auf absolutes Maaß, sondern auf die bekannte willkürliche Einheit; sie können durch Multiplication mit 0,0034941 auf absolutes Maaß reducirt werden.

Die Kurven gleicher Werthe des magnetischen Potentials wollen wir Gleichgewichtslinien nennen.

Aus dem Laufe der Gleichgewichtslinien ergibt sich die Richtung der horizontalen Magnetnadel auf eine sehr einfache Weise, indem, wie Gauß gezeigt hat, die Richtung der Declinationsnadel stets rechtwinklig auf den Gleichgewichtslinien stehen muß. Aus dem Laufe dieser Kurven kann man die Richtung der Boussole für jeden Ort der Erdoberfläche auf eine ungleich einfachere und übersichtlichere Weise ableiten, als es mittelst der Declinationskarte möglich ist.

Zwischen den Werthen des magnetischen Potentials und der horizontalen Intensität findet folgende Beziehung Statt. Denken wir uns auf einer Karte nur solche Gleichgewichtslinien gezogen, welche gleichen Differenzen

Möge es erlaubt seyn, hier die Beschreibung eines Nordlichtes folgen zu lassen, wie es Lottin beobachtete. Das meteorologische Observatorium, auf welchem Lottin 8 Monate, vom September 1838 bis zum April 1839, zubrachte, war zu Boffekop auf der Küste von West-Finnmark unter dem 70. Grade nördlicher Breite aufgeschlagen worden. In 206 Tagen beobachtete man daselbst 143 Nordlichter, und zwar 64 während der längsten Nacht, welche in jenen Gegenden vom 17. November bis zum 25. Januar dauert.

»Des Abends zwischen 4 und 8 Uhr färbt sich der obere Theil des leichten Nebels, welcher fast beständig nach Norden hin in einer Höhe von 4 bis 6° herrscht; dieser lichte Streifen nimmt allmählig die Gestalt eines Bogens von blaßgelber Farbe an, dessen Ränder verwaschen erscheinen und dessen Enden sich auf die Erde aufstützen.

»Dieser Bogen steigt allmählig in die Höhe, während sein Gipfel stets nahe in der Richtung des magnetischen Meridians bleibt.

»Bald erscheinen schwärzliche Streifen, welche den lichten Bogen trennen, und so bilden sich Strahlen, welche sich bald rasch, bald langsam verlängern oder verkürzen. Der untere Theil dieser Strahlen zeigt immer den lebhaftesten Glanz und bildet einen mehr oder weniger regelmäßigen Bogen. Die Länge der Strahlen ist sehr verschieden, sie convergiren aber nach einem Punkte des Himmels, welcher durch die Richtung des Südendes der Inclinationsnadel angedeutet ist. Manchmal verlängern sich die Strahlen bis zu diesem Punkte und bilden so ein Bruchstück eines ungeheuren Lichtgewölbes.

»Der Bogen fährt fort, gegen das Zenith hin zu steigen; in seinem Glanze zeigt sich eine undulatorische Bewegung, d. h. der Glanz der Strahlen wächst der Reihe nach von einem Fuß zum andern; diese Art Lichtstrom zeigt sich oft mehrmals hinter einander, aber häufiger von Westen nach Osten als in entgegengesetzter Richtung. Manchmal, aber selten, folgt die rückgängige Bewegung unmittelbar auf die erste, und wenn der Glanz der Reihe nach alle Strahlen von Westen nach Osten durchlaufen hat, nimmt seine Bewegung eine entgegengesetzte Richtung an und kehrt zu seinem Ausgangspunkt zurück, ohne daß man eigentlich recht sagen kann, ob die Strahlen selbst eine horizontale Verrückung erleiden, oder ob sich der Glanz von Strahl zu Strahl fortpflanzt, ohne daß die Strahlen ihre Stelle verändern.

»Der Bogen zeigt auch in horizontaler Richtung eine Bewegung, welche den Undulationen oder Biegungen eines vom Winde bewegten Bandes oder einer Fahne nicht unähnlich ist. Manchmal verläßt einer der Füße oder selbst beide den Horizont; dann werden diese Biegungen zahlreicher und deutlicher; der Bogen erscheint nur als ein langes Strahlenband, welches sich entwickelt, sich in mehrere Theile trennt und graziose Windungen bildet,

welche sich fast selbst schließen und das bilden, was man wohl die *Krone* genannt hat. Alsdann ändert sich plötzlich die Lichtintensität der Strahlen, sie übertrifft die der Sterne erster Größe; die Strahlen schießen mit Schnelligkeit, die Biegungen bilden und entwickeln sich, wie die Windungen einer Schlange; nun färben sich die Strahlen, die Basis ist roth, die Mitte grün, der übrige Theil behält ein blaßgelbes Licht. Diese Farben behalten immer ihre gegenseitige Lage und haben eine bewundernswürdige Durchsichtigkeit. Das Roth nähert sich einem hellen Blutroth, das Grün einem blassen Smaragdgrün. —

»Der Glanz nimmt ab, die Farben verschwinden, die ganze Erscheinung erlischt entweder plötzlich, oder sie wird nach und nach schwächer. Einzelne Stücke des Bogens erscheinen wieder, er bildet sich von Neuem, er setzt seine aufsteigende Bewegung fort und nähert sich dem Zenith; die Strahlen erscheinen durch die Perspective immer kürzer, alsdann erreicht der Gipfel des Bogens das magnetische Zenith, einen Punkt, nach welchem die Südspitze der Inclinationsnadel hinweist. Nun sieht man die Strahlen von ihrem Fuße aus. Wenn sie sich in diesem Augenblicke färben, so zeigen sie ein breites rothes Band, durch welches hindurch man die grüne Färbung der oberen Theile erblickt. — — —

»Unterdessen bilden sich neue Bogen am Horizont, welche entweder anfangs verschwommen erscheinen oder durch lebhafte Strahlen gebildet sind. Sie folgen einander, indem alle fast dieselben Phasen durchlaufen und in bestimmten Zwischenräumen von einander bleiben; man hat deren bis zu 9 gezählt, welche, auf die Erde gestützt, durch ihre Anordnung an die oberen Couliissen unserer Theater erinnern, die, auf die Seitencouliissen gestützt, den Himmel der Theaterscene bilden. Manchmal werden die Zwischenräume kleiner, mehrere dieser Bogen drängen einander. — So oft die Strahlen am hohen Himmel das magnetische Zenith überschritten haben, scheinen sie von Süden her nach diesem Punkte zu convergiren und bilden alsdann mit den übrigen von Norden kommenden die eigentliche Krone. Die Erscheinung der Krone ist ohne Zweifel nur eine Wirkung der Perspective, und ein Beobachter, welcher in diesem Augenblicke weiter nach Süden hin sich befindet, wird sicherlich nur einen Bogen sehen können. —

»Denkt man sich nun ein lebhaftes Schießen von Strahlen, welche beständig sowohl in Beziehung auf ihre Länge, als auf ihren Glanz sich ändern, daß sie die herrlichsten rothen und grünen Farbentöne zeigen, daß eine wellenartige Bewegung stattfindet, daß Lichtströme einander folgen und endlich, daß das ganze Himmelsgewölbe eine ungeheure prächtige Lichtkuppel zu seyn scheint, welche über einen mit Schnee bedeckten Boden ausgebreitet ist und einen blendenden Rahmen für das ruhige Meer bildet, welches dunkel ist wie ein Asphaltsee, so hat man eine unvollständige Vorstellung von die-

sem wunderbaren Schauspiel, auf dessen Beschreibung man verzichten muß.

»Die *Krone* dauert nur einige Minuten; sie bildet sich manchmal plötzlich, ohne daß man vorher einen Bogen wahrnahm. Selten sieht man zwei in einer Nacht, und viele Nordlichter zeigen keine Spur davon.

»Die *Krone* wird schwächer, das ganze Phänomen ist nun südlich vom Zenith, immer blässere Bogen bildend, welche in der Regel verschwinden, ehe sie den südlichen Horizont erreichen. Gewöhnlich beobachtet man dies Alles nur in der ersten Hälfte der Nacht; nachher scheint das Nordlicht seine Intensität verloren zu haben, die Strahlen scheinen verwaschen, sie bilden schwache, unbestimmt begränzte Lichtschimmer, welche endlich, kleinen Cumulus ähnlich, auf dem Himmel gruppiert sind. — Allmählig erscheint die Morgenröthe, die Erscheinung wird immer schwächer und endlich ganz unsichtbar.

»Manchmal sieht man die Strahlen noch, wenn der Tag schon angebrochen, wenn es schon so hell ist, daß man lesen kann; dann aber verschwinden sie schnell, oder sie werden vielmehr um so unbestimmter, je mehr die Helligkeit zunimmt, sie nehmen eine weißliche Farbe an und vermischen sich so mit den Cirrostratus, daß man sie nicht mehr von diesen Wolken unterscheiden kann.»

Dies ist die Erscheinung des Nordlichts, wenn sie sich in ihrer ganzen Pracht entwickelt, aber, mag nun der Zustand der Atmosphäre, oder mögen die Umstände, welche die Erscheinung veranlassen, nicht immer ganz günstig seyn, ein vollständiges Nordlicht wird selbst in den Polargegenden nur selten beobachtet. Bald ist die *Krone*, bald sind die Bogen unvollständig; oft wird das Licht durch Wolken aufgefangen, welche auf mannigfache Weise die regelmäßige Gestalt des Nordlichts modificiren. Man bemerkt alsdann nach Norden hin nur ein ungewöhnliches Licht; allein es ist verschwommen, die Erscheinung ist undeutlich.

Ähnliche Erscheinungen sind von Seefahrern auch in den Polargegenden der südlichen Hemisphäre beobachtet worden. Man kann sie *Südlichter* nennen.

Druckfehler.

Im ersten Bande.

Seite 23 sollen die beiden letzten Gleichungen heißen: $P + P' : P = l + l' : l'$ und $N : P = l + l' : l'$.

» 24 Zeile 8 von unten ließ: a statt p .

» 60 » 2 » » » bn statt an .

» 93 » 15 von oben » Shehallien statt Shehallinen.

» 104 » 12 » » » höchstens 3 Meter unter statt 7 Meter über.

» 216 » 20 » » » Alhidade statt Alhibate.

» 296 » 9 » » » Alcarazgas statt Alcarazas.

» 369 » 10 » » » 0,017842 statt 0,01679.

» 370 » 6 von unten » 0,017842 statt 0,01679.

Im zweiten Bande.

Seite 183 Zeile 7 von unten ließ: Achromatismus statt Achrotismus.

89086104254



B89086104254A

